

AKUSTISCHE BEIHEFTE

unter dem Patronat der internationalen akustischen Zeitschrift

ACUSTICA

Heft 1

1954

ANWENDUNGSMÖGLICHKEITEN DER SCHALLSPEKTROGRAPHIE BEI AKUSTISCHEN UNTERSUCHUNGEN

von W. KALLENBACH

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt, Braunschweig

Zusammenfassung

Es wird eine aus einem Suchtonanalysator, einem Magnetongerät und einem umgebauten Schleifenzillographen bestehende Anordnung beschrieben, mit der es möglich ist, den zeitlichen Verlauf des Spektrums von Schallvorgängen photographisch zu registrieren. An Beispielen von Untersuchungen an Glocken und von technischen Geräuschen werden die Anwendungsmöglichkeiten des schallspektrographischen Verfahrens dargelegt.

Summary

An arrangement consisting of a heterodyne analyser, a tape recorder and an oscillograph is described which allows the sound spectrum to be photographed as a function of time. Examples from research on bells and technical noises show the possibilities of application of the method.

Sommaire

On décrit un dispositif, se composant d'un analyseur hétérodyne, d'un magnétophone et d'un oscillographe modifié, qui permet l'enregistrement photographique des spectres sonores en fonction du temps. Les possibilités d'application de la méthode de spectrographie acoustique sont montrées sur quelques exemples: cloches et bruits industriels.

1. Einleitung

Von den verschiedenen Methoden der elektrischen Klanganalyse hat sich für genauere Untersuchungen vor allem das von M. GRÜTZMACHER [1] angegebene Suchtonverfahren eingeführt, da es bei einem Auflösungsvermögen von wenigen Hertz automatisch Aufzeichnungen liefert, die alle gewünschten Einzelheiten des Spektrums erkennen lassen. Zur Reproduktion des Schallvorganges während der Analyse wird zweckmäßig eine Magnettonbandschleife von etwa 1 s Dauer verwendet, die sich aus der Schallaufnahme des zu untersuchenden Geräusches leicht gewinnen läßt. Die Analysen geben daher einen Querschnitt über das Spektrum innerhalb des analysierten Zeitintervalles. Für viele Zwecke, insbesondere stationäre Schallvorgänge, sind solche Analysen völlig ausreichend, doch gibt es auch Fälle, in denen die zeitliche Änderung der Frequenzzusammensetzung besonders interessiert, wie z. B. bei Sprachlauten, Ein- und Ausschwingvorgängen von Musikinstrumenten oder schnell veränderlichen technischen Geräuschen. Zur Untersuchung solcher Vorgänge wurde nach dem Vorgange von TRENDLENBURG und FRANZ [2] vielfach die Oktavsieb-

oszillographie mit den von THILO und STEUDEL [3] angegebenen Oktavbandpässen benutzt, die zwar eine gute zeitliche Auflösung, aber nur eine relativ grobe Frequenzanalyse ergibt. Eine feinere Frequenzauflösung lieferte schon das Tonfrequenzspektrometer von FREYSTEDT [4], bei dem zur Registrierung jedoch eine kinematographische Aufnahme des Kathodenstrahlbildes erforderlich ist. Vor einigen Jahren wurde nun in den Vereinigten Staaten bei der Bell Telephone Company unter der Leitung von R. K. POTTER [5] ein Verfahren speziell für die Untersuchung und Sichtbarmachung von Sprachvorgängen entwickelt, das unter dem Namen „Visible Speech“ bekannt geworden ist. Es liefert eine „dreidimensionale“ Darstellung, bei der die auftretenden Frequenzen in einem Koordinatensystem mit der Zeitachse als Abszisse und der Frequenz als Ordinate durch Schwärzung oder Aufhellung sichtbar gemacht werden. Von dem Verfahren sind drei Ausführungsformen [6], [7], [8] bekannt geworden, von denen die erste Aufzeichnungen über einen Zeitraum von je 2,4 s liefert, während die beiden anderen Sichtgeräte sind und eine Laufschrift im Sprechtempo erzeugen, die nach wenigen Sekunden wieder

gelöscht wird. Mit einer Apparatur, die ähnlich wie der „Sonograph“ Schallspektrogramme über einen Zeitraum von 2,5 s liefert, wurden nun Aufnahmen von musikalischen Klängen und technischen Geräuschen gemacht, über die im folgenden berichtet werden soll.

2. Beschreibung der Apparatur

Die Wirkungsweise der Apparatur geht aus Abb. 1 hervor. Auf dem Magnetongerät, das für 76,2 cm/s Bandgeschwindigkeit eingerichtet ist, läuft die zu analysierende Schleife von etwa 2,5 s Spieldauer. Die von dem Hörkopf abgegebenen Spannungen werden dem Magnetton-Entzerrer zugeführt und in dem darauffolgenden Verstärker ausreichend verstärkt. Von hier aus gelangen sie zu dem Ringmodulator und werden mit dem Suchton von 12 ... 22 kHz sich stetig ändernden Suchton multiplikativ gemischt. Dabei entsteht zu beiden Seiten der Suchfrequenz das Spektrum des zu untersuchenden Schallvorganges als unteres und oberes Seitenband.

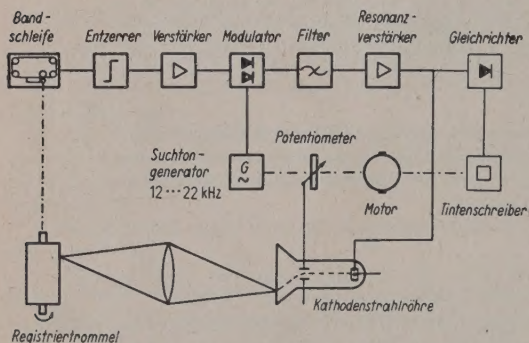


Abb. 1. Blockschema des Schallspektrographen.

Bei Durchlaufen der Suchfrequenz wird das untere Seitenband über das anschließende feste Filter von 12 kHz geschoben und mit der konstanten Bandbreite von einigen Hertz abgetastet. Die Ausgangsspannung des Filters wird in einem Resonanzverstärker verstärkt und bei der normalen Suchtonanalyse nach Gleichrichtung von einem Tintenschreiber registriert oder unmittelbar mit einem Pegelschreiber aufgezeichnet. Der Drehkondensator des Suchtongenerators, eines Schwebungssummers, und der Papiervorschub des Registriergerätes werden gemeinsam durch einen Elektromotor angetrieben, so daß sich bei der Aufzeichnung ein reproduzierbarer, von der Analysiergeschwindigkeit unabhängiger Frequenzmaßstab ergibt.

Bei der neuen Anordnung erfolgt die Aufzeichnung photographisch auf einem Streifen Registrierpapier in der Trommelkassette eines Siemens-Schleifenoszillographen. Durch eine besondere Re-

lais-Schalteneinrichtung wird dafür Sorge getragen, daß die Bandschleife und die Trommel synchron laufen. Als Lichthahn für die Aufzeichnung dient eine Braunsche Röhre, über deren Leuchtschirm der von dem Elektronenstrahl erzeugte Lichtfleck wandert. Seine Ablenkung wird in definierter Weise über ein Potentiometer von der Achse des Drehkondensators gesteuert, während seine Helligkeit am Wehneltzylinder der Braunschen Röhre durch die Ausgangsspannung des Resonanzverstärkers moduliert wird. Die Einstellung erfolgt in der Weise, daß bei Spannungslosigkeit am Filterausgang der Lichtpunkt so schwach leuchtet, daß er bei rotierender Trommel keine Schwärzung auf dem Papier hervorruft. Der Lichtpunkt wird mittels eines photographischen Objektives auf der Registriertrommel abgebildet und tastet diese im Verlauf der Analyse in eng aneinander liegenden Spiralen ab. Eine Analyse erfordert etwa eine Zeitdauer von 10 min. Am Schluß wird bei einem einmaligen Umlauf noch ein normales Schleifenoszillogramm des Vorganges und eine Zeitmarke mitaufgenommen. Der Zeitmaßstab beträgt 12,5 cm/s.

Bisweilen ist es auch zweckmäßig, an Stelle des Oszillogramms die Schalldruckkurve mit der Oszillographenschleife aufzuzeichnen. Bei diesem auf eine Anregung von Herrn Dr. W. HÖFFE, Münster, ursprünglich für phonetische Untersuchungen eingeführten Verfahren wird die Tonfrequenzspannung in einer Graetz-Schaltung gleichgerichtet und durch eine RC-Schaltung geglättet. Dabei hat sich eine Zeitkonstante des RC-Gliedes von etwa 16 ms als zweckmäßig erwiesen. Die Siebwirkung reicht dann aus, um die Welligkeit genügend zu unterdrücken und ist andererseits noch klein genug, um den Schalldruckschwankungen ohne große Trägheit zu folgen. Die Schaltung ist in Abb. 2 wiedergegeben.

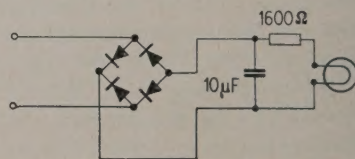


Abb. 2. Schaltung zur Aufzeichnung der Schalldruckkurve.

Um auf den Spektrogrammen unmittelbar einige Frequenzmarken zu erhalten, wird in die Schleife nach dem zu analysierenden Band ein Stück Frequenzband von 0,1 s Dauer eingeklebt, das Aufzeichnungen der Frequenzen 125, 250, 500, 1000, 2000 und 4000 Hz überlagert enthält. Im Spektrogramm ergeben sich dann am rechten Rande infolge des angenähert logarithmischen Frequenzablaufes Bezugsmarken von ungefähr gleichem Abstand.

Die Bandbreite des Filters wird im allgemeinen auf $15 \cdot \cdot \cdot 20$ Hz eingestellt und ist damit größer als bei normalen Suchtonanalysen. Dies geschieht einmal, weil der Frequenzmaßstab bei den Spektrogrammen wegen der vorgegebenen Breite der Registrierstreifen kleiner ist als bei Analysen und sich daher die Ablesegenauigkeit vermindert, zum anderen, um die Filtereinschwingzeiten nicht zu groß werden zu lassen und damit eine genügend genaue zeitliche Auflösung zu gewährleisten. Wegen der Unschärferelation ist es bekanntlich nicht möglich, eine bessere Zeit-Frequenz-Auflösung zu erzielen als der Ungleichung

$$\Delta f \cdot \Delta t \geq 1$$

entspricht.

3. Anwendungsbeispiele

Die Anwendungsmöglichkeiten des Verfahrens sollen nun an Hand einiger Beispiele dargelegt werden.

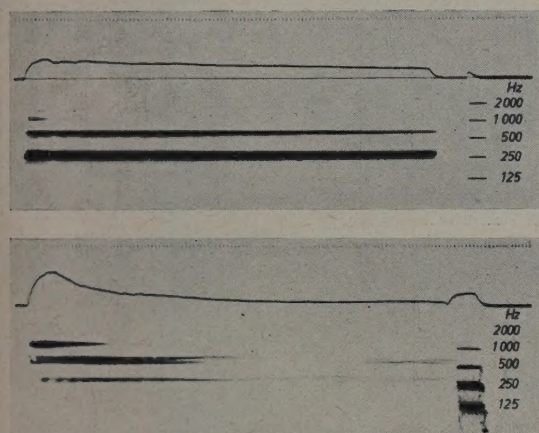


Abb. 3. Schallspektren von zwei Glockenklängen; oben: Bronzeglocke, unten: Stahlglocke.

die tieferen, die bei der ausklingenden Glocke allein zu hören sind. Bei einzelnen Teiltönen sind Schwebungen zu beobachten, die immer dann auftreten, wenn Abweichungen der Massenverteilung von der Kreissymmetrie vorhanden sind. Die Glocke schwingt dann zweifach in der gleichen Schwingungsform, aber mit gegeneinander verschobenen Knotenlinien und etwas abweichender Frequenz, so daß durch Interferenz Schwebungstöne entstehen. Die Schwebungsfrequenz kann aus dem Spektrogramm ohne weiteres entnommen werden. Ferner ist zu bemerken, daß die Teiltöne bei der Bronzeglocke eine größere Abklingdauer haben als bei der Stahlglocke. Dies geht auch aus dem Abfall der mitaufgezeichneten Schalldruckkurven hervor.

Als nächstes sind in Abb. 4 und 5 die Schallspektrogramme von zwei Geräuschen wiedergegeben. Abb. 4 zeigt das Geräusch eines Eisenbahnzuges, aufgenommen von einem Körperschallabtaster an der Schiene. Der Zug bestand aus Lokomotive, Tender, Güterwagen und zwei D-Zug-Wagen und man erkennt in dem Spektrogramm ohne Mühe die vom Überlauf der einzelnen Achsen über die Meßstelle herrührenden Impulse, die zusammen ein geometrisches Bild der Achsabstände des Zuges ergeben. Bemerkenswert ist dabei, daß der Tender stärkere Impulse erzeugt als die meisten Achsen der Lokomotive. Zwischen den Impulsen laufen einzelne Frequenzen ziemlich stetig durch. Es sind dies die Eigenschwingungen der Schiene, die durch die Überfahrt des Zuges angeregt werden.

Abb. 5 zeigt das Luftschallspektrogramm eines Kugellagergeräusches bei einer Drehzahl von 2700 U/min. Dieses an sich stationäre Geräusch läßt mehrere ziemlich schmale Frequenzbänder erkennen, die auf Eigenschwingungen des Außenringes des Lagers zurückgeführt werden konnten. Charakteristisch für das Geräusch ist jedoch, daß die Fre-

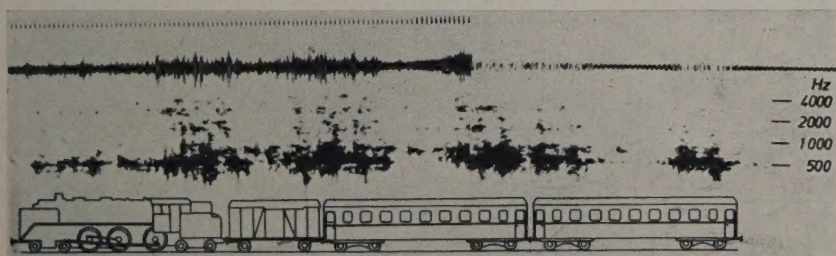


Abb. 4. Schallspektrum eines vorbeifahrenden Eisenbahnzuges, mit einem Körperschallempfänger an der Schiene aufgenommen.

Abb. 3 zeigt die Schallspektrogramme von zwei Glockenklängen, und zwar einer Bronze- und einer Stahlglocke. Es ist deutlich zu erkennen, daß die höheren Teiltöne sehr viel schneller abklingen als

quenzen nicht ein gleichförmiges Band bilden wie z. B. bei den Glockentönen, sondern unregelmäßig angestoßen werden und infolge der Dämpfung durch das umlaufende Lager schnell wieder abklingen.

Die letzten beiden Abbildungen 6 und 7 enthalten Aufnahmen von Kraftfahrzeuggeräuschen. Abb. 6 stellt das Geräusch außerhalb des Wagens in der Nähe des Auspuffs dar, Abb. 7 das Geräusch im

hohen Frequenzen erkennen, während im Innenraum der Schwerpunkt des Spektrums in der Nähe von 100 Hz liegt. Bemerkenswert ist bei der Abb. 6, daß einige Frequenzen proportional der Motordreh-

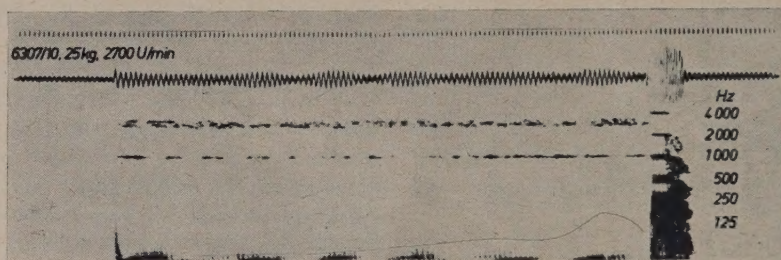


Abb. 5. Luftschallspektren eines Kugellagergeräusches.

Innenraum des geschlossenen Wagens. Beide Aufnahmen wurden bei leerlaufendem Motor im Stand gemacht, wobei der Motor durch Gasgeben auf hohe Drehzahl gebracht wurde und dann auslief. Die Außenaufnahme läßt einen stärkeren Gehalt an

zahl verlaufen, insbesondere die tiefen, während oberhalb von 400 Hz vorwiegend feste Frequenzen anzutreffen sind, die von Eigenschwingungen bestimmter Karosserieteile herrühren. Zwischen 1000 ··· 2000 Hz liegt allerdings auch noch eine

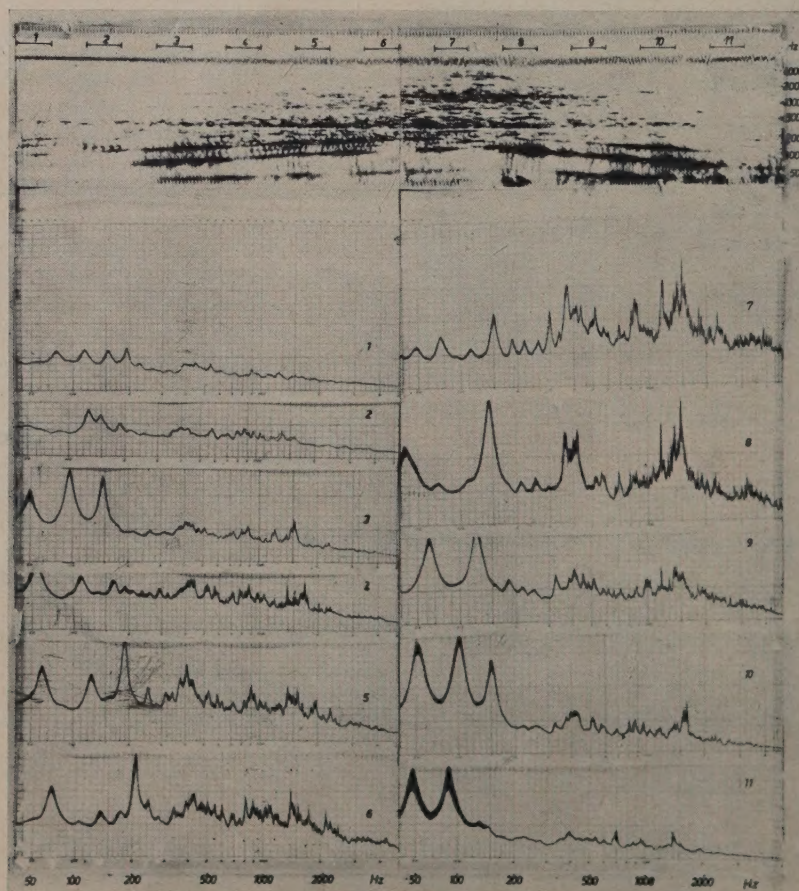


Abb. 6. Auspuffgeräusch eines Otto-Motors bei steigender und fallender Drehzahl.

drehzahlabhängige Frequenz, die von dem vom Motor angetriebenen Lüfter verursacht wird. In den Aufnahmen von Abb. 7 sind ebenfalls die Motorfrequenz und ihre Harmonischen zu erkennen. Sie sind jedoch in ihrer Intensität nicht gleichmäßig stark, sondern treten beim Durchlaufen gewisser Frequenzbereiche besonders hervor. Es ist

Gewinnung einer solchen Vielzahl von Analysen erforderlich ist.

Die angeführten Beispiele sollten einen anschaulichen Eindruck von der Schallspektrographie vermitteln und zeigen, daß sie ein wertvolles Hilfsmittel bei der Untersuchung von Schallvorgängen darstellt.

(Eingegangen am 13. November 1953.)

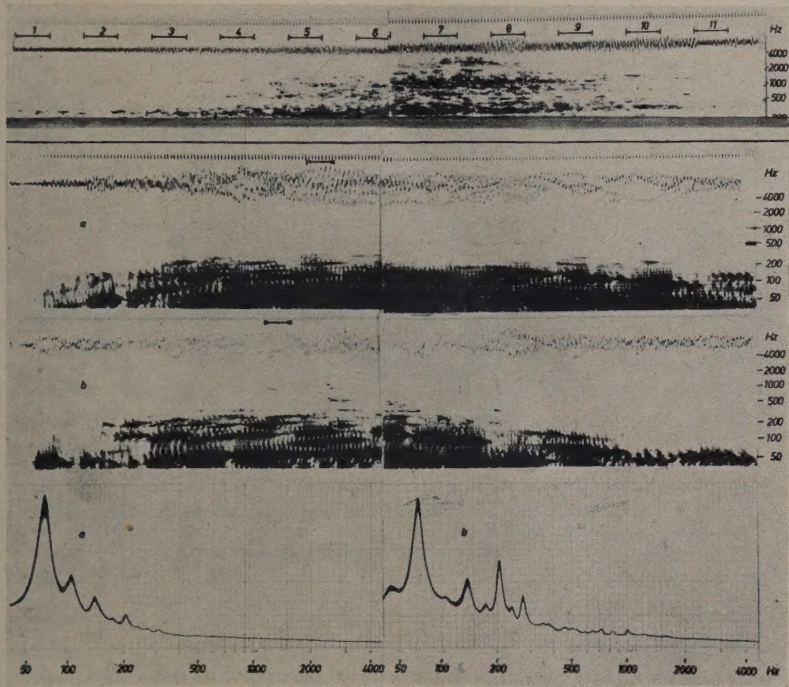


Abb. 7. Geräusch im Innenraum eines Kraftfahrzeuges bei steigender und fallender Motordrehzahl; (a) Luftschall hinter den Rücksitzen, (b) Luftschall in der Mitte des Wagens.

dies immer dann der Fall, wenn die Motorfrequenz oder eine ihrer Harmonischen mit einer Eigenfrequenz des Innenraumes zusammenfallen. Zu den Spektrogrammen in Abb. 6 und 7 sind noch eine Reihe von normalen Suchtonanalysen hinzugefügt, die jeweils den in der Nähe der Zeitmarke durch einen horizontalen Strich gekennzeichneten Zeitraum von 0,2 s umfassen. Wenngleich diese Analysen zwar eine genauere quantitative Aussage ermöglichen, so ersetzen sie doch nicht den durch das Spektrogramm vermittelten unmittelbaren Eindruck über den Verlauf des Schallvorganges, abgesehen von dem größeren Arbeitsaufwand, der zur

Schrifttum

- [1] GRÜTZMACHER, M., Elektr. Nachr. Techn. **4** [1927], 533 und **6** [1929], 56.
- [2] TRENDLENBURG, F. und FRANZ, E., Z. techn. Phys. **16** [1935], 513; Wiss. Veröff. Siemens **15** [1936], 78.
- [3] THILO, H. G. und STEUDEL, U., Veröff. Nachr. Techn. [1935], 39.
- [4] FREYSTADT, E., Z. techn. Phys. **16** [1935], 533.
- [5] POTTER, R. K., J. acoust. Soc. Amer. **18** [1946], 1.
- [6] STEINBERG, J. C. und FRENCH, N. R., J. acoust. Soc. Amer. **18** [1946], 4.
- [7] RIESZ, R. R. und SCHOTT, L., J. acoust. Soc. Amer. **18** [1946], 50.
- [8] DUDLEY, H. und GRUENZ, O. O., J. acoust. Soc. Amer. **18** [1946], 62.

ÜBER DIE HÖRSCHWELLE FÜR SCHALLEREIGNISSE MIT VERSCHIEDEN BREITEM FREQUENZSPEKTRUM

Von G. GÄSSLER

Mitteilung aus dem Institut für Nachrichtentechnik der Technischen Hochschule Stuttgart

Zusammenfassung

Es wurde versucht, experimentell die Gesetzmäßigkeit zu finden, nach der das Gehör komplexe Schallereignisse zusammenfaßt, um daraus den für die Hörgrenze nötigen Schwellenreiz zu bilden. Als Ergebnis stellte sich heraus, daß die Hörschwelle für den Sinuston als ganz allgemeine Hörschwelle angesehen werden kann, wenn man die Schwellen-Schalldruckpegel auffaßt als die Pegel des effektiven Schalldruckes, genommen über gewisse Frequenzbreiten, Kopplungsbreiten genannt. Die Hörschwelle kann dabei die Ruhe-Hörschwelle oder eine beliebig maskierte Hörschwelle sein.

Summary

An attempt is made to find out how the ear sums up complex sounds and forms the threshold stimulus for the limit of audibility. The result is that the threshold value of a sinusoidal tone represents the general threshold of audibility supposing that the threshold pressure level is regarded as the effective level within a certain frequency band of definite width, the "coupling width". This proves true not only for the normal threshold of audibility but also in the presence of masking sounds.

Sommaire

On a cherché à déterminer expérimentalement la loi suivant laquelle l'ouïe combine des phénomènes sonores complexes de façon à obtenir le seuil d'excitation correspondant à la limite d'audibilité. On a trouvé que le seuil d'audibilité d'un son sinusoïdal peut être considéré comme le seuil d'audibilité dans le cas général, si on prend comme niveau sonore au seuil le niveau de la pression sonore effective sur une certaine largeur de bande, appelée largeur de couplage. Le seuil d'audibilité peut donc être le seuil en ambiance silencieuse ou en présence d'un effet de masque quelconque.

1. Einleitung

Ein Sinuston, dessen Schalldruckpegel etwa 2 dB unter der Hörschwelle liegen möge, ist für sich allein unhörbar. Gibt man aber zu diesem einen Ton einen zweiten, ebenfalls für sich allein unhörbaren Ton hinzu, so wird das Gemisch der beiden unhörbaren Töne hörbar, wenn nur die beiden Tonfrequenzen einen gewissen Frequenzabstand nicht überschreiten. Dieser Effekt ist für zwei sehr dicht beieinander liegende Töne leicht zu erklären: Das Ohr löst die beiden Töne nicht mehr einzeln auf, man hört Schwebungen. Werden nun die Schwebungsmaxima genügend lange dargeboten, dann bleibt der Klang auch dann noch hörbar, wenn jeder der beiden Sinustöne mit seinem Schalldruckpegel bis zu 6 dB unter der Hörschwelle liegt. Dazu muß jedoch der Frequenzabstand beider Töne kleiner als 4 Hz sein [1]. Bei welchen Schalldruckpegeln aber wird die Hörschwelle erreicht, wenn die beiden Töne um mehr als 4 Hz auseinanderliegen? Und welche Schalldruckpegel sind nötig, um mit vielen dicht beieinander liegenden Tönen die Hörschwelle zu erreichen? Und wie weit dürfen die Töne voneinander abliegen, damit sie bezüglich der Grenze ihrer Wahrnehmbarkeit überhaupt noch aufeinander einwirken? Kurz,

es stellt sich hier die Frage nach dem Gesetz, nach dem das Ohr die Schallereignisse zusammenfaßt, um daraus den für die Hörschwelle nötigen Gehörreiz zu bilden.

2. Meßmethode

Mit einer Anzahl RC-Generatoren wurde ein Viel-
lienspektrum hergestellt. Alle Einzeltöne waren mit gleichem Schalldruckpegel und äquidistant, also mit gleichem Frequenzabstand δf zueinander, eingestellt. Die gegenseitigen Phasenwinkel der Tonschwingungen waren zufällig und nicht fest. Alle Einzeltöne konnten wahlweise zu- und abgeschaltet werden. Das eingestellte Schallereignis war insgesamt in seinem Schalldruckpegel regelbar und wurde von dem Beobachter auf die Grenze der Hörbarkeit eingeregelt.

Schaltet man nun 1, 2, 4, 8, usw. Teiltöne zusammen, so sind zum Erreichen der Hörgrenze mit wachsender Teiltonanzahl immer kleinere Teiltonamplituden nötig, sofern sich die Teiltöne beim Hörvorgang beeinflussen, und sofern die Ruhe-Hörschwelle des Beobachters über den Bereich der eingeschalteten Einzeltöne eben, d. h. für jeden Einzelton gleich empfindlich ist.

Dieses Absinken der benötigten Teiltonamplituden mit wachsender Teiltonanzahl ist aus dem Meßbeispiel der Abb. 1 zu erkennen. Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, solche Messungen so anzulegen, daß man von einem obersten Ton ausgehend das Teiltonspektrum nach tieferen Frequenzen zu erweitert. Auf die Gründe hierfür wird weiter unten eingegangen. Dementsprechend wurde im Meßbei-

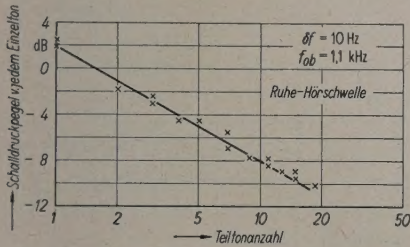


Abb. 1. Verlauf der Schwellen-Schalldruckpegel der Einzeltöne, gemessen an der Ruhe-Hörschwelle. Frequenzabstand der Teiltöne $\delta f = 10 \text{ Hz}$, Frequenz des obersten Teiltones $f_{ob} = 1,1 \text{ kHz}$.

spiel der Abb. 1 zu dem obersten Ton der Frequenz $f_{ob} = 1,1 \text{ kHz}$ alle 10 Hz tiefer ein weiterer Teilton hinzugeschaltet. Im Diagramm aufgetragen sind über der Teiltonanzahl n die zum Erreichen der Hörgrenze benötigten Teiltonschalldrücke. Die Meßergebnisse sind in einem doppelt-logarithmischen Diagramm dargestellt. Wie man aus Abb. 1 ersieht, liegen bei dieser Darstellung die Meßpunkte auf einer Geraden. Diese Gerade ist das Bild der Gleichung

$$\left(\frac{p_n}{p_1}\right)^2 = n^q \quad (1)$$

(p_1 = Schwellenschalldruck bei einem Ton, p_n = Schwellenschalldruck von jedem Teilton bei n Teiltönen, p_0 = Bezugsschalldruck $= 2 \cdot 10^{-4} \text{ } \mu\text{bar}$)

oder logarithmiert:

$$10 \cdot \log \left(\frac{p_n}{p_0}\right)^2 - 10 \cdot \log \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^2 = -10 \cdot \log n^q, \quad (2)$$

wobei der hierin noch allgemein angesetzte Exponent q sich aus der Neigung der Meßgeraden ergibt. In unserem Meßbeispiel Abb. 1 ist der Schwellenschalldruck um 6 dB gesunken (linke Seite der Gl. (2)) bei einem Schall aus $n = 4$ Teiltönen (rechte Seite der Gl. (2)), woraus sich der Exponent $q = 1$ ergibt. Dies bedeutet nach Gl. (1) und (2), daß das Gehör die Schalleistungen zusammenfaßt.

Im Meßbeispiel der Abb. 1 hatten die Teiltöne einen Frequenzabstand $\delta f = 10 \text{ Hz}$, und die 18 Teiltöne, mit denen gemessen wurde, überdeckten den Frequenzbereich von $1,1 \text{ kHz}$ bis etwa $0,9 \text{ kHz}$. Dieser Frequenzbereich der Teiltöne wurde im Meßbeispiel der Abb. 2 vergrößert ($1,1 \text{ kHz}$ bis $0,3 \text{ kHz}$),

und zwar einmal durch eine größere Teiltonanzahl (bis $n = 40$) und zum anderen durch einen größeren Frequenzabstand der Teiltöne ($\delta f = 20 \text{ Hz}$). Als Meßkurve ergab sich eine fallende Gerade, die bei einer gewissen Teiltonanzahl in eine horizontale übergeht. Dieses Ergebnis zeigt, daß sich sehr weit voneinander abstehende Teiltöne nicht mehr beeinflussen können, und es scheint so zu sein, daß alle Teiltöne innerhalb einer gewissen Frequenzbreite, der Kopplungsbreite, zusammen den Reiz formen, der nötig ist, um die Hörgrenze zu erreichen. Werden dann noch Teiltöne außerhalb dieser Kopplungsbreite hinzugeschaltet, so vermögen diese zur Änderung dieses Reizes nichts mehr beizutragen. Im Meßbeispiel der Abb. 2 lagen demnach von unseren äquidistanten Teiltönen alle ab $n = 9$ schon außerhalb der Kopplungsbreite, denn, auch wenn sie hinzugeschaltet wurden, durften die Teiltonamplituden nicht mehr weiter verkleinert werden, wenn der Gesamtreiz an der Hörbarkeitsgrenze bleiben sollte.

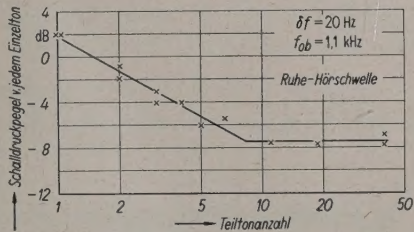


Abb. 2. Verlauf der Schwellen-Schalldruckpegel der Einzeltöne, gemessen an der Ruhe-Hörschwelle. Frequenzabstand der Teiltöne $\delta f = 20 \text{ Hz}$, Frequenz des obersten Teiltones $f_{ob} = 1,1 \text{ kHz}$.

Aus dem Knick solcher Meßkurven läßt sich die Kopplungsbreite Δf für die eingestellte Frequenzlage bestimmen. Sie ist

$$\Delta f = (m - 1) \delta f, \quad (3)$$

δf = Teiltonabstand, wenn der Kurvenzug bei der m -ten Teiltonlinie in eine Horizontale übergeht. Aus unserem Meßbeispiel Abb. 2 entnimmt man für die Mittenfrequenz $f_m = f_{ob} - \frac{1}{2} \Delta f \approx 1 \text{ kHz}$ eine Kopplungsbreite $\Delta f = 8 \times 20 \text{ Hz} = 160 \text{ Hz}$.

Exakterweise sollte für solche Messungen das Gehör des Beobachters über den ganzen Frequenzbereich, den das äquidistante Tonspektrum füllt, gleich empfindlich sein, also seine individuelle Hörschwelle hier eben verlaufen. Nun sind leider solche individuellen Hörschwellen, die in irgendeinem Frequenzbereich über etwa zwei und mehr Kopplungsbreiten hin eben sind, sehr selten, und auch dann könnte mit dem entsprechenden Beobachter die Kopplungsbreite nur für die eine Bandmittenfrequenz ermittelt werden. Aber vielleicht sind Inte-

grationsgesetz und Kopplungsbreite nicht abhängig von einem zusätzlichen maskierenden Geräusch? Man könnte dann durch ein geeignetes Rauschen alle Unebenheiten der individuellen Hörschwelle beseitigen, ja deren individuellen Charakter überhaupt verwischen, weil dieser durch eine breite Rauschmaskierung völlig verloren geht. Für jeden Beobachter könnten dann über den ganzen Hörbereich hinweg Integrationsgesetz und Kopplungsbreite bestimmt werden. Dies wäre auch deshalb sehr wertvoll, weil voraussichtlich die Kopplungsbreite individuell verschieden groß sein wird.

Eine maskierte Hörschwelle, maskiert mit Weißem Rauschen, verläuft im Maskierungsbereich horizontal bis etwa 1 kHz und steigt bei höheren Frequenzen mit der Leistung, also mit 3 dB/Oktave an. Schaltet man nun hinter die Rauschquelle ein Dämpfungsglied, das ab 1 kHz mit 3 dB/Oktave dämpft, so erhält man ein gleichmäßig maskierendes Rauschen. Wie der Name schon sagt, verlaufen die damit maskierten Hörschwellen horizontal und eben über den ganzen Hörbereich hinweg (vgl. das Audiogramm der Abb. 3). Solche geebnete Hörschwellen wären für unsere Untersuchungen ideal.

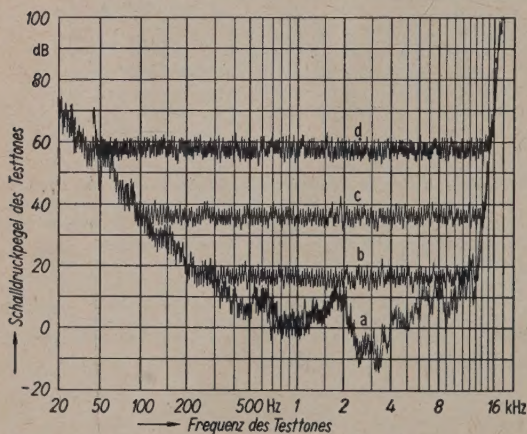


Abb. 3. Individuelle Ruhe-Hörschwelle (a), und drei maskierte Hörschwellen, maskiert mit gleichmäßig maskierendem Rauschen von (b) 0 dB/Hz, (c) 20 dB/Hz und (d) 40 dB/Hz (Rauschpegel gemessen bei Frequenzen unter 500 Hz).

Um zu entscheiden, ob es möglich und zulässig ist, die Kopplungsbreite an so geebneten Hörschwellen zu messen, wurden Beobachter ausgesucht, deren individuelle Hörschwellen einen ausreichend breiten, ebenen Bereich aufwiesen. In diesem Frequenzbereich wurden nun Integrationsgesetz und Kopplungsbreite sehr sorgfältig gemessen, sowohl an der Ruhe-Hörschwelle wie an maskierten Hörschwellen, maskiert mit gleichmäßig maskierendem Rauschen von verschiedenen Intensitäten. Es stellte sich heraus, daß sowohl das Integrationsgesetz als auch die

Kopplungsbreite von der Art der Hörschwelle (unmaskiert, maskiert, Stärke der Maskierung) völlig unabhängig ist. Die Abweichungen streuten innerhalb der Meßgenauigkeit (bzw. innerhalb der Kopplungsbreite um $\pm 6\%$).

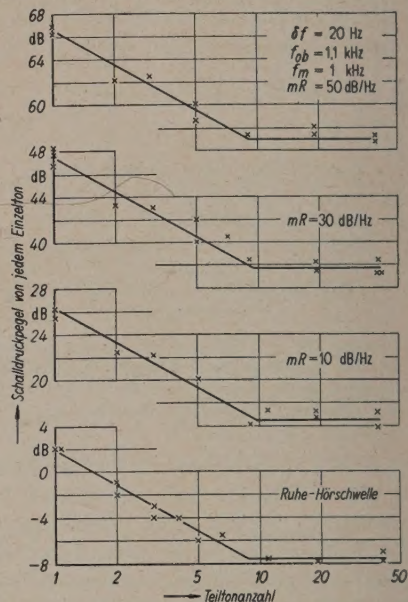


Abb. 4. Verlauf der Schwellen-Schalldruckpegel der Einzeltöne, gemessen an der Ruhe-Hörschwelle und an drei maskierten Hörschwellen, maskiert mit gleichmäßig maskierendem Rauschen (Rauschpegel 10, 30 und 50 dB/Hz, gemessen bei Frequenzen unter 500 Hz).

Als Beispiel hierfür sind in Abb. 4 vier Meßreihen wiedergegeben, die mit gleichen Testschallfolgen an der Ruhe-Hörschwelle und an drei verschiedenen stark maskierten, geebneten Hörschwellen gewonnen wurden. Als Frequenz des obersten Tones ist jeweils $f_{ob} = 1.1$ kHz gewählt, weil die Ruhe-Hörschwelle des Beobachters von 1.1 kHz bis herunter zu 0.7 kHz eben verläuft, wie aus dem Audiogramm Abb. 3 zu ersehen ist. Ein Vergleich mit der aus Abb. 4 entnommenen Kopplungsbreite ($\Delta f = 160$ Hz) zeigt, daß dieses ebene Stück der Ruhe-Hörschwelle sich über $2\frac{1}{2}$ Kopplungsbreiten erstreckt.

Dieses Ergebnis ist zunächst erstaunlich, wenn man an den starken Amplitudengang des Maskierungsbereichs denkt, den ein maskierender Sinuston aufweist. Er ändert sich ja um Faktoren. Aber vielleicht ist hier ein Fingerzeig gegeben auf die Frage: Wo wird integriert? Vorläufig jedoch genügt uns die Feststellung: Integrationsgesetz und Kopplungsbreite haben keinen Amplitudengang! Damit aber sind die prinzipiellen Schwierigkeiten überwunden, die der Untersuchung des Frequenzganges von Integrationsgesetz und Kopplungsbreite im Wege standen.

3. Versuchsanordnung

Das Blockschaltbild der Versuchsanordnung ist in Abb. 5 wiedergegeben. Es standen 20 RC-Generatoren ($G_1 \dots G_{20}$) (WANDEL und GOLTERMANN, Type GMG-3) zur Verfügung, die so auf eine Eichleitung eingekoppelt wurden, daß sie sich gegenseitig nicht beeinflussen konnten. Mit dieser Eichleitung 1 konnte der Maximalpegel des Testklanges vor der veränderbaren, selbstregistrierenden Eichleitung 2 eingestellt werden. Die Eichleitung 1 war zudem als Dämpfungsglied nötig, um Rückkopplungen vom Frequenzwandler (FW)-ausgang auf den -eingang klein zu halten (vgl. FW im übernächsten Abschnitt). Das Tastrelais hinter der registrierenden Eichleitung 2 schaltete in einem einstellbaren, langsamen Rhythmus den Testklang zu und ab. Dieses Tasten sollte den Testklang nur markieren, wodurch die Hörschwelle auch tatsächlich wesentlich leichter aufzufinden war. Der Testklang, zusammen mit dem gleichmäßig maskierenden Rauschen, wurde über einen Kopfhörer (Kopfhörer mit entzerrtem Frequenzgang [2]) dem Beobachter dargeboten.

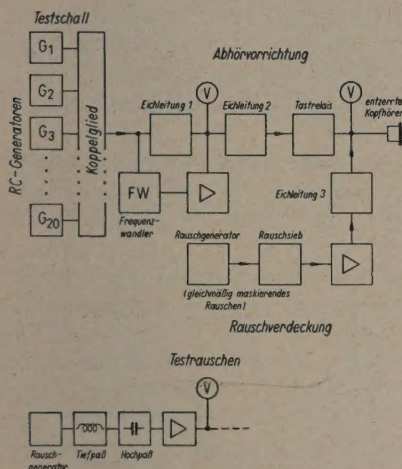


Abb. 5. Blockschaltbild der Versuchsanordnung.

Dieser Beobachter steuerte mit einem Druckknopfschalter die motorangetriebene, selbstregistrierende Eichleitung 2 (1 dB-Schritte). Er hatte nur die Möglichkeit, auf „lauter“ oder „leiser“ zu schalten, nicht aber auf „Stillstand“. Der Beobachter steuerte also selbst den Schalldruckpegel des Testklanges um den Schwellwert herum und war dauernd angehalten, zu regeln, d. h. aktiv zu beobachten und zu messen. Diese Methode gibt einmal dem Beobachter die Möglichkeit, den Schwellwert sicher zu erkennen, denn er schafft sich ja laufend den Kontrast „gleich — ungleich“. Und sie gibt ihm auch das sichere und befriedigende Gefühl, den Schwellwert sicher erkannt

zu haben. Zum andern liefert sie in der Auswertung sehr genaue Resultate, weil man für jeden ausgewerteten Pegel über eine große Anzahl von Meßpunkten mitteln konnte, nämlich über alle Mittelpunkte der einzelnen Meßzacken einer Zackenzeile. (Der Anschaulichkeit halber ist in Abb. 6 die Originalaufzeichnung einer Meßreihe wiedergegeben.) Die Gleichmäßigkeit einer Zackenzeile gibt dazuhin einen Anhalt für die Genauigkeit und Glaubwürdigkeit des ausgewerteten Pegels. Es ist uns nach dieser Methode und mit geübten Beobachtern gelungen, eine Reproduzierbarkeit der ausgewerteten Pegel auf ± 1 dB genau zu erreichen. Erst mit dieser großen Genauigkeit wurde es uns überhaupt möglich, den hier zu untersuchenden Effekt zu messen, der selbst bei der von uns erreichten Teiltonanzahl nur wenige dB ausmacht.



Abb. 6. Originalaufzeichnung einer Meßreihe; Teiltonabstand $\delta f = 10$ Hz, Frequenz des höchsten Teiltones $f_{ob} = 250$ Hz, Stärke des maskierenden Rauschens $= 50$ dB/Hz.

Unser Gehör hat für das Lautstärkeempfinden ein ungefähr logarithmisches Maß. Danach erschien es am zweckmäßigsten, die ausgewerteten Pegel über der Teiltonanzahl in einem logarithmischen Diagramm aufzutragen, denn in diesem Maß sind dann eventuelle Streuungen der ausgewerteten Pegel innerhalb einer Meßreihe von gleicher Größe zu erwarten, und die Streuungen werden jedenfalls richtig bewertet. Diese Art aufzutragen ist wahrscheinlich die sinnvollste, aber man bedenke wohl: auch als Abszissenschritte sind dann nur noch Faktoren zu werten. Man ist gezwungen den weitaus größeren Teil der zur Verfügung stehenden Töne in das Frequenzgebiet zu legen, das keinen Effekt mehr liefern soll. Und von den wenigen verbleibenden Tönen ist dann der zu erwartende Effekt entsprechend klein. Wenn der Knick in unseren Meßkurven überzeugend sein soll, muß er etwa in der Mitte der Kurve liegen. Das heißt aber von 20 zur Verfügung stehenden Tongeneratoren sollten nur vier oder fünf (nämlich $\sqrt{20}$) auf Frequenzen innerhalb der Kopplungsbreite geschaltet werden. Von vier Tönen ist aber nur ein Effekt von 6 dB zu erwarten, wie wir gesehen haben. Für unsere Messungen standen uns nur 20 Tongeneratoren zur Verfügung. Mit diesen 20 Tongeneratoren konnten wir aber mittels des Frequenzwandlers FW (vgl. Abb. 5) durch Fre-

quenzumsetzung (zweimalige Modulation an zwei verschiedenen Trägern) ein äquidistantes Spektrum von letztlich 40 Einzeltönen erzeugen, wenigstens über einen gewissen Frequenzbereich hinweg.

4. Meßergebnisse

Mit dem Hilfsmittel, die Hörschwelle durch gleichmäßig maskierendes Rauschen zu ebnet, war es uns nach der voraus beschriebenen Methode möglich, das Integrationsgesetz des Gehörs für alle Frequenzlagen zu messen und zu bestimmen. Aus zahlreichen Messungen und mit verschiedenen Beobachtern stellte sich als Ergebnis heraus, daß unser Gehör die Schalleistung innerhalb der Kopplungsbreite integriert, und zwar unabhängig sowohl von der Frequenzlage als auch vom Pegel der Maskierung und bei allen Beobachtern gleich. Ein Schallereignis wird also dann gerade gehört, wenn in irgendeine Kopplungsbreite eine Schalleistung fällt, die auch ein einzelner Sinuston haben müßte, um an jener Stelle der Hörschwelle gerade hörbar zu werden. Als Formel kann man schreiben

$$I(f)_{\text{HS sin}} = I(f)_{\text{HS}} = \sum_{\Delta f} I_{\text{Einzeltön}}; \quad (4)$$

I = Schalleistung,

$I_{\text{HS sin}}$ = Schalleistung, die ein Sinuston zum Erreichen der Hörgrenze benötigt,

I_{HS} = Schalleistung innerhalb einer Kopplungsbreite, die zum Erreichen der Hörgrenze benötigt wird,

Δf = Kopplungsbreite.

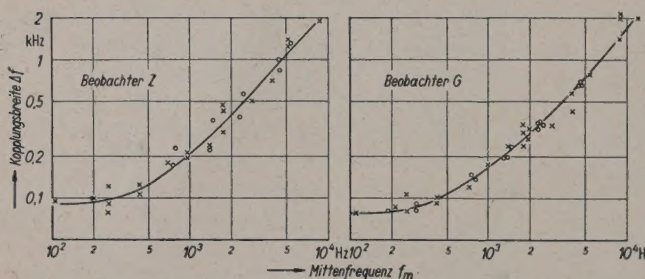


Abb. 7. Frequenzverlauf der Kopplungsbreite (Meßergebnisse von zwei Beobachtern).

Die Hörschwelle darf beliebig maskiert oder unmaskiert sein.

Die Kopplungsbreite hat sich aus den Messungen als eine frequenzabhängige Größe ergeben. Aber vom Pegel einer evtl. Maskierung bleibt auch sie unabhängig. Die Kopplungsbreite ist etwas verschieden von Person zu Person. Wir haben individuelle Unterschiede bis zu 40% gemessen.

Der Frequenzverlauf der Kopplungsbreite ist aus Abb. 7 zu ersehen. Dort sind die Meßergebnisse von

zwei sehr verschiedenen Beobachtern dargestellt. Wie man aus diesen Kurven entnimmt, hat die Kopplungsbreite Δf bei Frequenzen über 0,5 kHz ein etwa konstantes Verhältnis zur Bandmittenfrequenz f_m

$$\frac{\Delta f}{f_m} \approx 20\% = \text{const (für hohe Frequenzen)} \quad (5)$$

und ist bei Frequenzen unter 0,3 kHz selbst eine Konstante;

$$\Delta f \approx 90 \text{ Hz} = \text{const (für tiefe Frequenzen)}. \quad (6)$$

Aus diesem Frequenzverlauf der Kopplungsbreite geht hervor, daß bei unseren Messungen mit einem äquidistanten Teiltonspektrum immer die höchste, vollbesetzte Kopplungsbreite stärker besetzt war als alle anderen, oder zumindest gleich stark besetzt. Nun verschafft sich unser Gehör in derjenigen Kopplungsbreite, in der die meisten Teiltöne zusammengefaßt sind, einen stärksten Gehörreiz. Und dieser stärkste Reiz ist allein für die Hörgrenze maßgebend. Aus diesem Grund wurden unsere Messungen letztlich alle so ausgeführt, daß die einzelnen Töne von dem höchsten Ton mit der Frequenz f_{ob} aus von oben nach unten hinzu- und entsprechend wieder abgeschaltet wurden. Nur bei solchen Meßfolgen war zu erwarten, daß die Meßkurven, wenn überhaupt, in einen horizontalen Kurvenzweig übergehen.

Alle diese Meßergebnisse waren unabhängig vom Teiltonabstand. Nur bei sehr kleinem Teiltonabstand ($\delta f < 6 \text{ Hz}$) wichen die Meßpunkte für zwei

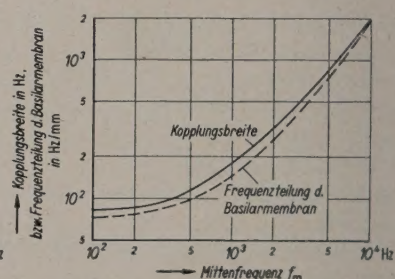


Abb. 8. Gemittelter Frequenzverlauf der Kopplungsbreite (stark ausgezogen) und Frequenzverlauf der Frequenzteilung auf der Basilarmembran (gestrichelt). Die Frequenzteilung der Basilarmembran (d/ds in Hz/mm aufgetragen) ist errechnet und gemittelt aus veröffentlichten anatomischen Befunden [3], [4].

zusammengeschaltete Teiltöne etwas ab, weil Schwebungen zu hören waren.

In der Abb. 8 wird der Frequenzverlauf der Kopplungsbreite mit dem Verlauf der Frequenzteilung auf der Basilarmembran verglichen [3], [4], [5]. Aus dem ähnlichen Verlauf der beiden Kurven und aus dem Verhältnis ihrer Ordinatenwerte ist zu

entnehmen, daß ganz allgemein und frequenzunabhängig eine Kopplungsbreite etwa einer Breite von einem Millimeter auf der Basilarmembran entspricht. Da die menschliche Basilarmembran etwa 30 mm lang ist, umfaßt unser Gehör demnach etwa 30 Kopplungsbreiten. Diese Zahl sei hier nur angeführt, um einen runden Begriff über das Volumen unseres Gehörs zu geben. Die Kopplungsbreiten sind anscheinend verschiebliche Intervalle. Ein Vergleich der Kopplungsbreite mit anderen charakteristischen Größen des Gehörs soll einem später nachfolgenden Aufsatz vorbehalten bleiben.

5. Allgemeine Erweiterung

Bei unseren bisher beschriebenen Versuchen verwendeten wir Klänge aus äquidistant liegenden Einzeltönen mit jeweils gleichen Einzelpegeln. Diese Anordnung trafen wir nur, weil wir damit durchsichtige Meßergebnisse erwarten konnten. Das Integrationsgesetz ist aber ganz allgemein für jedes Schallereignis gültig. Wenn dies tatsächlich stimmt, muß sich in dieses Gesetz auch das Rauschen, ein mathematischer Grenzfall des Schalls, einordnen lassen. Um dieses zu bestätigen, benutzten wir anstatt des veränderbaren, diskreten Testklanges veränderbare Ausschnitte aus Weißem Rauschen als Testschall. Im Weißen Rauschen ist im zeitlichen Mittel die auf die Frequenz bezogene Schalleistung konstant

$$\left(\frac{1}{T} \int \frac{dI}{df} dt = \text{const, oder } \delta I / \delta f = \text{const für endliche} \right.$$

und nicht zu schmale Frequenzbreiten δf). Analog zu den voraus beschriebenen Versuchen läßt man diesmal vorteilhaft in jeder Meßreihe die obere Grenzfrequenz f_{ob} des begrenzenden Tiefpasses fest und verändert die untere Grenzfrequenz des begrenzenden Hochpasses. Trägt man nun über der durchgelassenen Bandbreite (in Vielfachen einer beliebigen, aber linearen Größe δf) den Schalldruckpegel pro δf des durchgelassenen Testschalles auf, so muß sich der gleiche Kurvenzug ergeben wie bei den vorausgegangenen Versuchen, wenn gleiche f_{ob} und δf angenommen werden.

In Abb. 9 ist die Kurvenschar einer Vergleichsmessung, diskrete Testtöne — Testrauschen, wiedergegeben. Sie zeigt, daß sowohl die Schwellenpegel als auch die Kopplungsbreite unabhängig sind von der Art des Testklanges. Auch diese Übereinstimmung ist unabhängig vom Maskierungspegel der Hörschwelle, mit dem in den Versuchsreihen der Abb. 9 beispielsweise die Hörschwelle von 2 dB auf 16, 36, und auf 57 dB angehoben wurde.

Bei unseren Versuchen mit Testrauschen benutzten wir als Testschallquelle (vgl. Abb. 5 unten,

Testrauschen) einen Rauschgenerator (Weißes Rauschen), dem ein entsprechender (f_{ob}) Tiefpaß und ein Hochpaß (auswechselbar) mit jeweils sehr steilen Dämpfungsflanken nachgeschaltet waren. Anfänglich benutzten wir ein und denselben Rauschgenerator als gemeinsame Schallquelle für das Testrauschen und für die Ebung der Hörschwelle. Die Ergebnisse dieser ersten Messungen lagen immer beachtlich neben den erwarteten. Wir

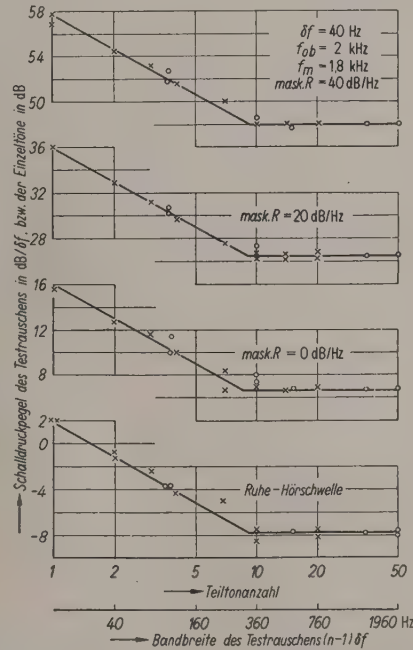


Abb. 9. Vergleich der Schwellen-Schalldruckpegel bei Verwendung von Testschall aus diskreten Teiltönen (x), gegenüber denen bei Verwendung von Testrauschen (o).

mußten erkennen, daß uns hier die Kohärenz der beiden Schallereignisse, des Testrauschens und des maskierenden Rauschens, getäuscht hatten. Mit zwei getrennten Rauschquellen aber haben unsere Meßreihen mit Testrauschen die voraus beschriebene Übereinstimmung sehr genau bestätigt, wie aus dem angeführten Meßbeispiel Abb. 9 hervorgeht. Danach können wir das Integrationsgesetz allgemeiner formulieren.

$$I(f)_{HS \sin} = I(f)_{HS} = \int_{\Delta f} \frac{dI}{df} df, \quad (7)$$

oder genauer für Rauschen und andere zeitlich rasch schwankende Schallereignisse, über die das Ohr zeitlich mittelt:

$$I(f)_{HS \sin} = I(f)_{HS} = \frac{1}{T} \int \int_{\Delta f} \frac{dI}{df} df dt, \quad (8)$$

für $T \gg 0,25$ s, Testschallbreite $\gg 4$ Hz.

Alle unsere Meßkurven (vgl. Abb. 1, 2, 4 und 9) sind letztlich jeweils zwei Geraden, eine horizontale und eine fallende, aus deren Schnittpunkt die Kopplungsbreite bestimmt werden kann. Die Neigungen beider Geraden sind bekannt und zur Fixierung genügen eigentlich zwei Meßpunkte. In einer letzten Versuchsreihe (Meßbeispiel Abb. 10) verwendeten wir als Testschall einmal Weißes Rauschen, geschnitten durch einen Tiefpaß (der Meßpunkt fixiert die horizontale Gerade), und zum anderen einen einzelnen Sinuston (Meßpunkt fixiert die fallende Gerade). Dabei ist die Grenzfrequenz f_h des Tiefpasses gleich der Frequenz f des Sinustones zu wählen. Aus dem Schnitt der durch diese zwei Meßpunkte gezogenen Geraden erhält man dann genau wie vorher die Kopplungsbreite für die Frequenz

$$f_{ob} = f_h = f. \quad (9)$$

In Abb. 10 sind fünf Meßkurven eingetragen, die alle in dieselbe fallende Gerade einmünden, weil durch die Ebnung der Hörschwelle die Schwellenpegel für alle fünf Sinustöne gleich groß waren.

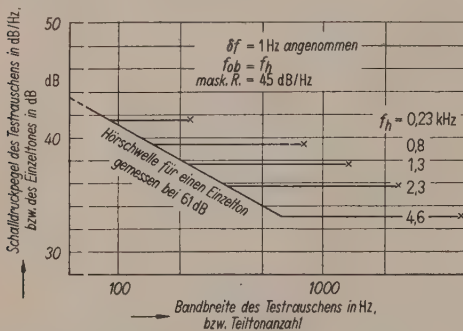


Abb. 10. Zur Bestimmung der Kopplungsbreite aus zwei Meßpunkten.

Diese Methode zur Bestimmung der Kopplungsbreite ist einfach, aber sie liefert keine so genauen Resultate wie die Meßreihen mit vielen diskreten Tönen. Denn es stehen sich Messungen mit sehr verschiedenartigen Testschallen gegenüber (Sinuston, Rauschen), und die ausgleichenden Messungen

mit überleitenden Testschallen fehlen. Aber immerhin passen auch die aus diesen Messungen zu entnehmenden Kopplungsbreiten recht gut zu den aus anderen Messungen gewonnenen Werten.

Zum Schluß seien noch Versuche erwähnt, die wir mit phasenstarrten Teiltönen ausgeführt haben. Eine Impulsfolge mit sehr kleinem Tastverhältnis der Einzelimpulse weist ein sehr breites Tonspektrum auf, und die Einzelschwingungen haben gegeneinander einen starren Nullphasenwinkel Null. Aus solchen breitbandigen Impulsspektren schnitten wir uns mit Pässen, die im Durchlaßbereich keine nennbaren Laufzeitverzerrungen verursachten, die gewünschten Teilspektren aus. Auf diese Weise erhielten wir Klänge, deren Oszillogramme sehr spitzenhaltig waren. Auch diese Klänge fügten sich sehr gut in das Integrationsgesetz ein und lieferten, vor allem bei nicht zu kleinen Pulsfolgefrequenzen, recht gute Meßergebnisse.

Der Firma WANDEL und GOLTERMANN, Reutlingen, danke ich für die Großzügigkeit, mit der sie einen Teil der benötigten Geräte zur Verfügung gestellt hat und der Vereinigung der Freunde der T.H. Stuttgart für die Mittel zum Bau einer schallisolierenden Meßzelle. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. R. FELDTKELLER und Herrn Dr.-Ing. E. ZWICKER für die vielen Anregungen, Ratschläge und die großmütige Hilfe bei allen Messungen.

(Eingegangen am 15. Dezember 1953.)

Schrifttum

- [1] ZWICKER, E., Die Grenzen der Hörbarkeit der Amplitudenmodulation und der Frequenzmodulation eines Tones. *Acustica* **2** [1952], Beiheft 3, AB 125.
- [2] ZWICKER, E. und GÄSSLER, G., Die Eignung des dynamischen Kopfhörers zur Untersuchung frequenzmodulierter Töne. *Acustica* **2** [1952], Beiheft 3, AB 134.
- [3] STEINBERG, J. C., Positions of stimulation in the cochlea by pure tones. *J. acoust. Soc. Amer.* **8** [1937], 176.
- [4] STEVENS, S. S. und DAVIS, H., *Hearing, its psychology and physiology*. Verlag Wiley & Sons, New York 1938.
- [5] FELDTKELLER, R. und ZWICKER, E., Die Größe der Elementarstufen der Tonhöhenempfindung und der Lautstärkeempfindung. *Acustica* **3** [1953], Beiheft 1, 97.

DIE VERDECKUNG VON SCHMALBANDGERÄUSCHEN DURCH SINUSTÖNE

Von E. ZWICKER

Mitteilung aus dem Institut für Nachrichtentechnik der Technischen Hochschule Stuttgart

Zusammenfassung

Die Verdeckung von Schmalbandgeräuschen durch zwei gleichstarke benachbarte Sinustöne mit veränderlichem Frequenzabstand wird untersucht. Es zeichnet sich deutlich ein kritischer Frequenzabstand der verdeckenden Sinustöne ab, der Gebiete konstanter und veränderlicher Verdeckung voneinander trennt. Dieser ist vom Schalldruck der verdeckenden Sinustöne unabhängig. Er beträgt im Frequenzgebiet bis zu 500 Hz etwa 90 Hz und über 500 Hz etwa 20% der jeweiligen Mittenfrequenz.

Summary

Masking of small bandwidth noise by two sinusoidal tones of equal level but variable frequency separation has been studied. There results quite clearly a critical frequency distance of the masking tones dividing the regions of constant and variable masking. This does not depend on the pressure level of the masking tones. This separation amounts to about 90 c/s in the region below 500 c/s, and to about 20% of the medium frequency above 500 c/s.

Sommaire

On a étudié l'effet de masque produit sur un bruit s'étalant sur une gamme de fréquences étroites, par deux sons sinusoïdaux de même intensité et de fréquences voisines, quand on fait varier l'écart entre ces fréquences. On a mis nettement en évidence un écart critique en-deçà duquel l'effet de masque est constant et au-delà duquel il est variable. La valeur de cet écart critique est indépendante de la pression sonore des sons sinusoïdaux; elle est environ 90 Hz jusqu'à 500 Hz et environ 20% de la fréquence moyenne des sons sinusoïdaux, au-delà de 500 Hz.

1. Einleitung

Die Verdeckung eines Sinustones durch einen zweiten ist in Abhängigkeit von Frequenz und Schalldruckpegel schon von verschiedenen Autoren beschrieben worden [1], [2], [3], [4], [5]. Wenn der verdeckende Ton und der maskierte Ton — den letzteren wollen wir im folgenden als Testton bezeichnen — großen Frequenzabstand haben, so läßt sich diese Messung leicht durchführen. Unmöglich wird jedoch die Messung der Verdeckung bei dicht benachbarten Tönen. Es entstehen Schwebungen, und statt der Verdeckung wird die eben hörbare Amplitudenmodulation gemessen. Solche Untersuchungen sind auch durchgeführt worden [6], [7], [8], [9], haben aber mit der Verdeckung zunächst nichts gemein und geben über ihren Verlauf bei dicht benachbarten Tönen keine Auskunft.

In der vorliegenden Arbeit wurde der Versuch gemacht, die Verdeckung dicht benachbarter Töne auf andere Weise zu bestimmen. Der verdeckende Ton wurde als solcher beibehalten, dagegen wurde der maskierte Ton, also der Testton, durch ein sehr schmales Testrauschen ersetzt, das mit Filtern aus einem Weißen Geräusch ausgesiebt wurde. Dadurch wurde es möglich, die Verdeckung in der unmittel-

baren Umgebung des Sinustones zu messen, ja sogar direkt bei dessen Frequenz, wobei dann die Frequenz des verdeckenden Sinustones und die Mittenfrequenz des sehr schmalen Testrauschens übereinstimmen.

Da bei dieser Art der Messung Schwebungen nicht entstehen, konnte auch daran gegangen werden zu klären, wie weit zwei verdeckende Sinustöne sich in der Verdeckung des Testrauschens unterstützen. Die Frage lautet für einen spezielleren Fall zugeschnitten: Wie verläuft die Verdeckung eines schmalen Testrauschens, das mit seiner Frequenzmitte genau zwischen zwei gleich schallstarken Sinustönen liegt, wenn diese Sinustöne mehr und mehr voneinander entfernt werden; und dies bei verschiedenen Schalldrucken und Bandmittenfrequenzen?

2. Versuchsanordnung und Meßmethode

In Abb. 1 ist im Blockschaltbild die Versuchsanordnung dargestellt. Zwei genau geeichte RC-Generatoren geben die Sinustöne f_1 und f_2 ab. Sie sind einzeln abschaltbar und werden in der Gabel G₁ hochohmig zusammengeführt. Je nach der Wahl von f_m werden die beiden RC-Generatoren so eingestellt, daß der eine um einen bestimmten Wert

$\Delta f/2$ nach oben und der andere um denselben Betrag $\Delta f/2$ nach unten in seiner Frequenz von f_m abweicht. Im Verlauf der Meßreihe wird Δf variiert. Die beiden Töne gehen über einen Verstärker und eine Eichleitung, deren Einstellung während einer Meßreihe konstant bleibt, auf die Gabel G_2 und von ihr zum Entzerrer und zum Kopfhörer. Der Kopfhörer erzeugt zusammen mit seinem Entzerrer beim Beobachter einen frequenzunabhängigen, der Eingangsspannung proportionalen Schalleindruck, der dem entspricht, den der Beobachter im freien Schallfeld hätte [10]. Es kann also der Schalldruck bequem festgelegt werden, indem die Eingangsspannung am Entzerrer durch den Tonfrequenzspannungsmesser V eingestellt wird.

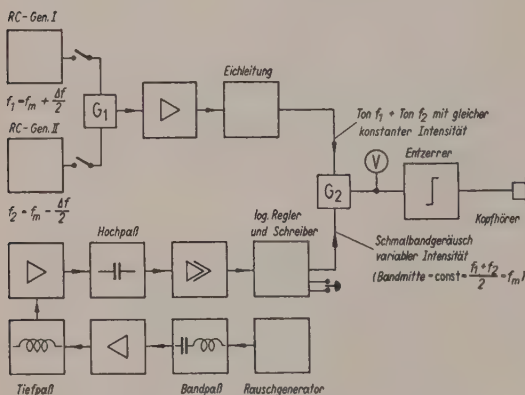


Abb. 1. Blockschaltbild der Versuchsanordnung.

Das Testrauschen wird von einem Rauschgenerator geliefert, dem ein Bandpaß und jeweils nach einem Zwischenverstärker sehr steile Hoch- und Tiefpässe nachgeschaltet werden, so daß ein sehr schmalbandiges Testgeräusch mit der Frequenzbandmitte f_m entsteht. Dieses wird hoch verstärkt und auf den vom Beobachter zu steuernden logarithmischen Regler gegeben, mit dem eine Schreib-einrichtung gekuppelt ist, so daß die vom Beobachter eingeregelter Intensität des Testrauschens laufend registriert wird. Vom logarithmischen Regler aus wird das Testrauschen über die Gabel G_2 und den Entzerrer dem Kopfhörer zugeführt. Die Bandmitte und die Bandbreite des Testrauschens bleiben während der Meßreihe konstant. Die Intensität des Geräusches dagegen regelt der Beobachter durch Bedienung der Drucktaste so, daß er das Testrauschen einmal hört und dann wieder nicht hört. Diese Meßmethode, die schon früher beschrieben wurde [11], hat sich bei genauen Untersuchungen sehr gut bewährt, da der Beobachter in kürzester Zeit 10 bis 15 Meßpunkte liefert, die eine genaue Mittelwertbildung ermöglichen.

An einem Beispiel soll der Meßvorgang erläutert werden (Abb. 2): Die Mittenfrequenz des Testrauschens wurde auf 570 Hz und die Bandbreite auf 30 Hz eingestellt; die beiden Sinustöne bei einem Frequenzabstand von 60 Hz auf 600 Hz bzw. 540 Hz, beide mit gleichem Schalldruckpegel von je 50 dB. Der logarithmische Regler für das Testrauschen stand zunächst auf geringer Dämpfung, so daß neben den beiden Tönen das Testrauschen gut zu hören war. Der Beobachter ließ nun durch Be-

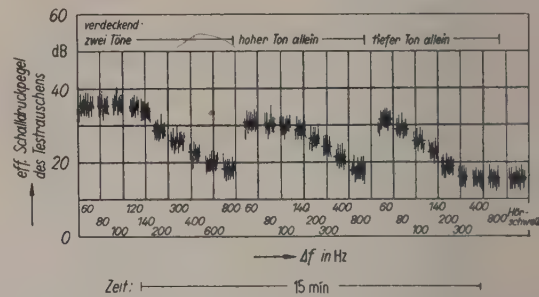


Abb. 2. Eine von der Schreib-einrichtung registrierte Meßreihe des Beobachters Z (Bandmitte des Testrauschens 570 Hz, Bandbreite 30 Hz) Schalldruckpegel der verdeckenden Sinustöne 50 dB/Ton.

dienung der Drucktaste den Regler nach leiser umregeln und zwar solange, bis das Testrauschen infolge der Verdeckung durch die beiden Sinustöne nicht mehr zu hören war. Durch Loslassen der Drucktaste schaltete der Beobachter jetzt die Regelrichtung um, so daß das Testrauschen schallstärker und damit wieder hörbar wurde. Sobald er das Testrauschen hören konnte, schaltete er die Regelrichtung wieder um und regelte nach „leiser“ und so weiter. Nach 10 bis 15 solchen Umkehrungen, die von der Schreib-einrichtung als kurze Zackenkurve registriert wurden — wie Abb. 2 zeigt —, konnte die Mitte dieser Zackenkurve als erster „Meßpunkt“ festgelegt werden. Nun wurden die beiden Tongeneratoren auf 610 Hz bzw. 530 Hz umgeschaltet, so daß ein Frequenzabstand von $\Delta f=80$ Hz entstand. Bei dieser Einstellung, sowie bei den folgenden mit $\Delta f=100$ Hz, 120 Hz . . . 600 Hz und 800 Hz, wurde die Messung in derselben Weise wiederholt, so daß der in Abb. 2 links sichtbare zunächst ebene, dann abfallende Kurvenzug entstand.

Anschließend an diese Untersuchung wurde einmal der untere Ton und dann der obere Ton abgeschaltet und dasselbe noch einmal gemessen. Die Bezifferung mit dem jetzt nicht mehr ganz sinnvollen Frequenzabstand wurde beibehalten, um den direkten Vergleich mit dem ersten Kurvenzug zu ermöglichen. Auf diese Weise entstanden der mittlere abfallende Ast in Abb. 2, bei dem nur der hohe

Ton und der rechte Ast, bei dem nur der tiefe Ton eingeschaltet war. Den Abschluß dieser Meßreihe bildete die Bestimmung der Hörschwelle für das Testgeräusch ohne Verdeckung durch die Sinustöne.

In genau der gleichen Weise wurden nun Meßreihen durchgeführt, wobei der Schalldruck der Sinustöne, also die Stärke der Verdeckung und die Bandmitte des Testrauschens, bzw. damit verknüpft die Frequenzmitte der beiden Töne, verändert wurden. Die Untersuchungen wurden von zwei Beobachtern durchgeführt und zeigten, obwohl deren Hörschwellen nicht gleich waren, in vielen Ergebnissen erstaunliche Übereinstimmung. Die Reproduzierbarkeit der Meßkurven war besonders gut (± 1 dB), wenn die Messungen zeitlich nicht zu weit auseinanderlagen. Aber auch bei zeitlich getrennten Messungen war die Reproduzierbarkeit gut.

3. Meßergebnisse

Bei fast allen Untersuchungen über die Stärke der Verdeckung des Testrauschens durch einen einzelnen Sinuston zeigte sich eine eigenartige Erscheinung, die als Beispiel in Abb. 3 dargestellt ist. Sie zeigt in Abhängigkeit von der Frequenz des verdeckenden Einzeltones den effektiven Schalldruckpegel des Testgeräusches, der nötig ist, damit es aus der Verdeckung durch den Sinuston heraus gerade hörbar wird. Gestrichelt eingetragen ist der Frequenzgang des Testrauschens. Seine Bandmitte liegt bei $f_m = 1960$ Hz. Der verdeckende Sinuston

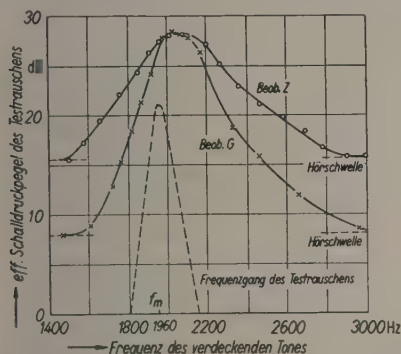


Abb. 3. Verdeckung eines Testrauschens mit der Bandmitte $f_m = 1960$ Hz und der Bandbreite von 90 Hz durch einen Sinuston mit 50 dB Schalldruckpegel und variabler Frequenz (Beobachter G und Beobachter Z).

hatte einen Schalldruckpegel von 50 dB. Vergleichen wir den Verlauf des Frequenzganges des Testrauschens mit dem Verlauf der Verdeckungskurven von Beobachter G oder von Beobachter Z, so fällt sofort ins Auge, daß die Mitten der Kurven nicht übereinstimmen. Während die Bandmitte des Testrauschens bei 1960 Hz liegt, erscheint die Mitte

der Verdeckung bei beiden Beobachtern nach 2050 Hz verschoben. Dies ist um so erstaunlicher, als besonders bei mittleren und großen Schalldrucken ein hoher Sinuston einen tiefer liegenden viel weniger verdeckt als umgekehrt. Der in Abb. 3 dargestellte Effekt konnte nur bei Schalldrucken bis maximal 60 dB für die verdeckenden Töne festgestellt werden. Bei großen Schalldrucken verläuft die Verdeckungskurve symmetrischer zu f_m ; infolge der Nichtlinearitäten des Ohres kehrt sich der Effekt sogar um, so daß die normale Erscheinung auftritt und das Testgeräusch vom tiefen Ton stärker verdeckt wird als vom hohen Ton (vgl. Abb. 7).

Erstaunlich ist in Abb. 3 noch, daß bei beiden Beobachtern die maximale Verdeckung beim gleichen Schalldruckpegel des Testrauschens (etwa 29 dB) liegt, obwohl sich die Beobachter in ihren Hörschwellen und auch im Verlauf ihrer Verdeckungskurven stark unterscheiden. Auch diese Erscheinung konnte immer wieder festgestellt werden und scheint für Verdeckungsmessungen, bei denen Rauschspektren als verdecktes oder verdeckendes Schallereignis benützt werden, charakteristisch zu sein.

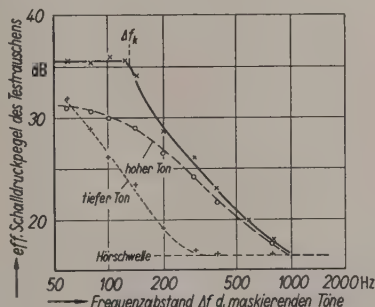


Abb. 4. Verdeckung eines Testrauschens mit der Bandmitte $f_m = 570$ Hz und der Bandbreite von 30 Hz durch zwei Sinustöne veränderlichen Frequenzabstandes, aber gleichbleibender Frequenzmitte (Beobachter Z).

In Abb. 4 ist die in Abb. 2 dargestellte, registrierte Meßreihe mit ihren einzelnen „Meßpunkten“ auf einen exakten Abzissenmaßstab umgezeichnet. Die beiden gestrichelten Kurven zeigen die Verdeckung des Testrauschens durch einen Einzelton, der um $\Delta f/2$ über bzw. unter der Bandmitte des Testrauschens liegt. Sie sind im Grunde nur eine andere Darstellung für die in Abb. 3 gezeigte Verdeckungskurve des Beobachters Z. Auch hier wird die unsymmetrische Lage der Verdeckungskurve gegenüber der Bandmitte deutlich, denn die Verdeckung durch den hohen Ton übertrifft die Verdeckung durch den gleichweit von der Bandmitte entfernten tiefen Ton erheblich.

Geben wir die beiden um Δf auseinanderliegenden Töne gleichzeitig auf das Ohr des Beobachters, so

entsteht die in Abb. 4 stark ausgezogene Verdeckungskurve. Diese zeigt uns, daß wir für das Testrauschen mit der Bandmitte von 570 Hz einen effektiven Schalldruckpegel von etwa 35 dB benötigen, damit es aus der Verdeckung durch das Tonpaar (aus Tönen von 540 Hz und 600 Hz — $\Delta f = 60$ Hz — und je 50 dB Schalldruckpegel) gerade wahrgenommen wird. Verbreitern wir nun den Frequenzabstand der verdeckenden Töne des Tonpaares, so bleibt der Schwellenschalldruckpegel des Testrauschens für $\Delta f = 80$ Hz, 100 Hz und 120 Hz etwa konstant. Erst bei einem Frequenzabstand $\Delta f = 140$ Hz wird er wesentlich kleiner und fällt dann mit größer werdendem Frequenzabstand immer weiter ab, bis er schließlich bei $\Delta f = 1000$ Hz den Hörschwellenpegel von etwa 16 dB erreicht. Sehr auffällig ist die ausgeprägte Ecke im Verlauf der Kurve bei $\Delta f = 130$ Hz, die besagt, daß es für die Bildung des Schwellenschalldruckpegels gleichgültig ist, wie weit die verdeckenden Töne voneinander entfernt sind, solange sie nur den kritischen Abstand Δf_k von 130 Hz nicht überschreiten. Weit außerhalb von Δf_k geht der Schwellenschalldruckpegel bei Verdeckung durch das Tonpaar in denjenigen bei Verdeckung durch den hohen Ton über.

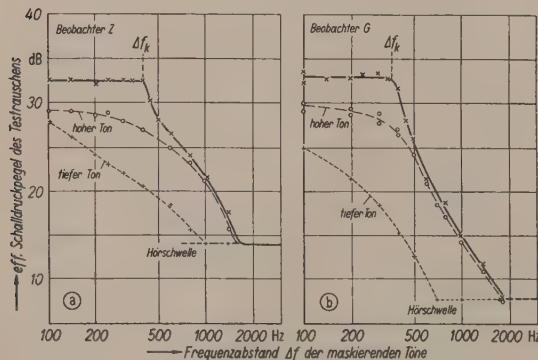


Abb. 5. Verdeckung eines Testrauschens mit der Bandmitte $f_m = 1960$ Hz und der Bandbreite von 90 Hz durch zwei Sinustöne veränderlichen Frequenzabstandes, aber gleichbleibender Frequenzmitte; Schalldruckpegel der Sinustöne 50 dB/Ton; (a) Beobachter Z, (b) Beobachter G.

In Abb. 5a ist eine ganz ähnliche Meßreihe dargestellt, die bei einer anderen Mittenfrequenz (1960 Hz) der Töne bzw. des Testrauschens durchgeführt wurde. Sie ist ebenfalls bei verhältnismäßig kleinen Schalldruckpegeln der verdeckenden Töne (50 dB/Ton) gemessen worden. Der Schwellenschalldruckpegel des Testrauschens bei Verdeckung durch das Tonpaar bleibt bei kleinem Frequenzabstand zunächst praktisch konstant. Von einem kritischen Frequenzabstand Δf_k an (hier etwa 400 Hz gegenüber 130 Hz in Abb. 4) fällt der Schwellenpegel sehr

stark ab. Ein Vergleich mit den Verdeckungskurven, die bei Verdeckung durch die einzelnen Töne entstehen, zeigt, daß er schließlich in die bei Verdeckung durch den hohen Ton entstehenden Schwellenpegel übergeht. Der Verlauf der beiden gestrichelten Kurven in Abb. 5a weist darauf hin, daß auch bei der Mittenfrequenz von 1960 Hz und dem Schalldruckpegel von 50 dB/Ton die Verdeckungskurve nicht symmetrisch zur Bandmitte des Testrauschens verläuft. Auch hier verdeckt wie in Abb. 4 der hohe Ton das Schmalbandgeräusch stärker als der tiefe.

Zum Vergleich mit Abb. 5a ist in Abb. 5b dieselbe Meßreihe dargestellt, wie sie vom Beobachter G gemessen wurde. Wir sehen, daß ganz allgemein die Verdeckungskurven beim Beobachter G nicht so breit ausfallen wie beim Beobachter Z. Dieser Unterschied ist für den einzelnen Ton in Abb. 3 schon ganz deutlich hervorgetreten. Es zeigt sich in Abb. 5a und b, daß dies auch für die Verdeckung durch das Tonpaar gilt. Die Hörschwellen der beiden Beobachter weichen ebenfalls um etwa 6 dB voneinander ab. Aber, so verschieden auch bei beiden Beobachtern die Kurven verlaufen, zwei Charakteristika sind bei beiden Beobachtern gleich. Das ist einmal der Schwellenschalldruckpegel bei kleinem Frequenzabstand der maskierenden Töne und zum zweiten der bei demselben Frequenzabstand Δf_k auftretende deutliche Knick der Kurve bei Verdeckung durch das Tonpaar.

Diese beiden Größen scheinen sehr unabhängig von individuellen Besonderheiten des Gehörs zu sein. Die Größe Δf_k wurde in Abhängigkeit vom Schalldruckpegel der verdeckenden Töne und in Abhängigkeit von der Bandmittenfrequenz genauer untersucht. In Abb. 6 sind bei der Mittenfrequenz $f_k = 1960$ Hz drei Meßreihen dargestellt, die hintereinander aufgenommen worden sind. Dabei wurde als Parameter der Schalldruckpegel der verdeckenden Töne verändert. Die Meßreihe bei 40 dB/Ton zeigt keine Besonderheiten. Die Verdeckungskurve biegt bei $\Delta f_k = 350$ Hz in den abfallenden Ast um. Vergrößern wir den Schalldruckpegel der verdeckenden Töne um 20 dB auf 60 dB/Ton, so steigt auch der horizontale Teil der Verdeckungskurve um etwa 20 dB auf 40 dB. Die Ecke bildet sich wesentlich stärker aus als bei 40 dB/Ton, bleibt aber bei demselben kritischen Frequenzabstand Δf_k liegen. Bei weiterer Vergrößerung des Schalldruckpegels der verdeckenden Töne nochmal um 20 dB auf 80 dB/Ton ergibt sich ein ähnliches Bild. Der horizontale Teil der Kurve liegt wieder um 20 dB höher. Der Knick bleibt bei demselben Frequenzabstand erhalten.

Nur der abfallende Teil der Kurve wird durch einen erneuten Anstieg unterbrochen, der mit den hier zu untersuchenden Erscheinungen nichts zu

tun hat, sondern auf die Nichtlinearität unseres Gehörs zurückzuführen ist. Dies zeigen deutlich die bei Verdeckung durch die Einzeltöne entstehenden Kurven, die in Abb. 6 für 80 dB/Ton gestrichelt eingezeichnet sind. Bei $\Delta f = 1600$ Hz liegt der tiefe Ton bei $f_m - \frac{\Delta f}{2} = 1160$ Hz. Die im Gehör entstehende starke zweite Oberwelle von 2320 Hz verdeckt das Testrauschen so stark, daß die Kurve wieder ansteigt. Dieser Einfluß der Nichtlinearität des Gehörs scheint sich in der Verdeckungskurve für 60 dB/Ton durch eine Ausbuchtung schon anzudeuten.

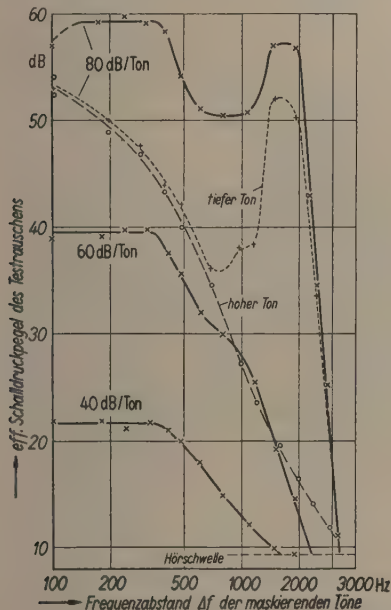


Abb. 6. Verdeckung eines Testrauschens mit der Bandmitte $f_m = 1960$ Hz und der Bandbreite von 90 Hz durch zwei Sinustöne veränderlichen Frequenzabstandes, aber gleichbleibender Frequenzmitte. Schalldruckpegel der Sinustöne 40, 60 und 80 dB/Ton (Beobachter G).

Trotzdem können wir aus Abb. 6 entnehmen, daß der kritische Frequenzabstand Δf_k unabhängig vom Schalldruckpegel der verdeckenden Töne ist. Wir können uns also darauf beschränken, den Effekt bei mittleren und kleinen Schalldruckpegeln zu messen. Dort sind die Meßergebnisse eindeutig, während sie bei großen Schalldrucken und vor allem bei tiefen Bandmittenfrequenzen sehr undurchsichtig werden.

Deshalb wurden die weiteren Untersuchungen im wesentlichen bei kleinen Schalldruckpegeln der verdeckenden Töne durchgeführt. Dabei wurde die Bandmittenfrequenz, soweit dies die zur Verfügung stehenden Mittel zuließen, im ganzen Hörbereich variiert. Auch die Bandbreite des Testrauschens wurde verändert, sie war jedoch immer wesentlich

kleiner als Δf_k . Ein Einfluß auf den Verlauf der Verdeckungskurve, im besonderen auf Δf_k , konnte nicht festgestellt werden. Die Abhängigkeit der kritischen Frequenzbreite von der Bandmittenfrequenz wurde von zwei Beobachtern gemessen. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist in den Abb. 7a und b dargestellt. Die Reproduzierbarkeit der Messungen war so gut, daß die Streuung bei jedem Beobachter $\pm 20\%$ nicht überschritt.

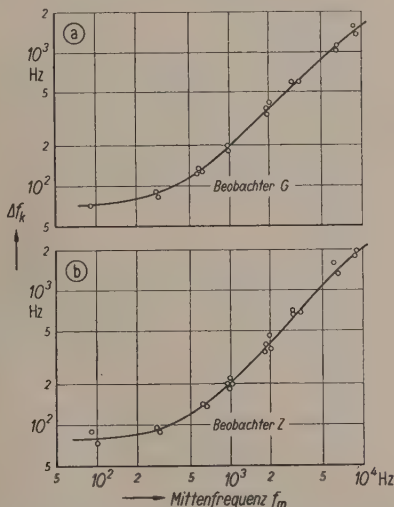


Abb. 7. Abhängigkeit des kritischen Frequenzabstandes Δf_k von der Mittenfrequenz; (a) Beobachter G, (b) Beobachter Z.

Auch die Meßergebnisse der beiden Beobachter mit ihren — wie schon erwähnt — z. T. sehr unterschiedlichen Gehöreigenschaften stimmen recht gut überein, was ein Vergleich von 7a mit 7b zeigt. Es scheint daher gerechtfertigt, wenn wir aus beiden Kurven einen Mittelwert bilden und diesem eine allgemeinere Gültigkeit zuschreiben, zumal bei einzelnen Mittenfrequenzen auch andere Beobachter getestet wurden und sich keine wesentlichen Abweichungen ergaben. Dieser Mittelwert ist in Abb. 8 dargestellt.

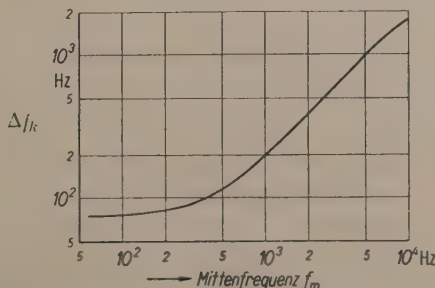


Abb. 8. Abhängigkeit des kritischen Frequenzabstandes Δf_k von der Mittenfrequenz (Mittelwert).

Zusammenfassend können wir etwa folgendes aussagen:

a) Zwei Töne mit gleichem Schalldruckpegel und wachsendem Frequenzabstand Δf verursachen in ihrer Frequenzmitte bis zu einem kritischen Frequenzabstand Δf_k eine konstante Verdeckung. Außerhalb des kritischen Frequenzabstandes fällt die Verdeckung in der Frequenzmitte stark ab und geht bei kleinen Schalldrucken in die Verdeckung über, die durch den höheren Ton allein entsteht, bei großen Schalldrucken in diejenige, die durch den tiefen Ton allein entsteht.

b) Bei kleinen Schalldrucken läßt sich die kritische Frequenzbreite Δf_k gut bestimmen. Sie bleibt mit wachsendem Schalldruck der verdeckenden Töne erhalten, ist also unabhängig von der Schallstärke, wird aber bei großen Schalldrucken z. T. von den Nichtlinearitäten des Gehörs überdeckt.

c) Die kritische Frequenzbreite ist von der Mittenfrequenz abhängig. Bei tiefen Frequenzen bleibt sie bis 500 Hz etwa konstant und beträgt ungefähr 90 Hz. Im Frequenzgebiet über 500 Hz wächst die kritische Frequenzbreite etwa proportional mit der Mittenfrequenz. Ihre relative Breite ist etwa 20% von der jeweiligen Mittenfrequenz.

d) Die Ähnlichkeit der Ergebnisse, die FLETCHER bei der Bestimmung der kritischen Bandbreite gefunden hat [12], [13], mit den oben beschriebenen deutet darauf hin, daß bei beiden Untersuchungen das gleiche Phänomen beschrieben wurde, obwohl FLETCHER Rauschbänder zur Verdeckung und Sinustöne als Testschall benützt hat, während bei unseren Untersuchungen Sinustöne zur Verdeckung und Schmalbandgeräusche als Testschall benützt wurden.

Herr Professor Dr. R. FELDTEKLER hat durch Ratschläge die Arbeit wesentlich unterstützt. Ich möchte ihm und besonders auch Herrn Dipl. Phys. G. GÄSSLER, der durch zahlreiche Messungen und Diskussionen viel zum Gelingen der Untersuchungen beigetragen hat, herzlich danken.

(Eingegangen am 8. Januar 1954.)

Schrifttum

- [1] WEGEL, R. L. und LANE, C. E., The auditory masking of one pure tone by another and its probable relation to the dynamics of the inner ear. *Phys. Rev.* **23** [1924], 266.
- [2] BÉKÉSY, G. v., Zur Theorie des Hörens. *Phys. Z.* **30** [1929], 115.
- [3] FLETCHER, H., Loudness, masking, and their relation to the hearing process. *J. acoust. Soc. Amer.* **9** [1937/38], 275.
- [4] DE MARE, G. und RÖSLER, G.: Untersuchungen über den Verdeckungseffekt. *Acta Oto-Laryng.* **38** [1950], 179.
- [5] HAWKINS, J. E. und STEVENS, S. S., The masking of pure tones and of speech by white noise. *J. acoust. Soc. Amer.* **22** [1950], 6.
- [6] KNUDSEN, V. O., The sensibility of the ear to small differences in intensity and frequency. *Phys. Rev.* **21** [1923], 84.
- [7] RIESZ, R. R., Differential intensity sensitivity of the ear for pure tones. *Phys. Rev.* **31** [1928], 867.
- [8] BÉKÉSY, G. v., Zur Theorie des Hörens. *Phys. Z.* **30** [1929], 721.
- [9] ZWICKER, E., Die Grenzen der Hörbarkeit der Amplitudenmodulation und der Frequenzmodulation eines Tones. *Acustica* **2** [1952], Beiheft 3, AB 125.
- [10] ZWICKER, E. und GÄSSLER, G., Die Eignung des dynamischen Kopfhörers zur Untersuchung frequenzmodulierter Töne. *Acustica* **2** [1952], Beiheft 3, AB 134.
- [11] KAISER, W., Das Békésy-Audiometer der T.H. Stuttgart. *Acustica* **2** [1952], Beiheft 4, AB 235.
- [12] FLETCHER, H., Auditory patterns. *Rev. mod. Phys.* **12** [1940], 47.
- [13] FRENCH, N. R. und STEINBERG, J. C., Factors governing the intelligibility of speech sounds. *J. acoust. Soc. Amer.* **19** [1947], 90.

BEITRÄGE ZUR FRAGE DER HÖRSICHERHEIT BEI LÄRMBELASTUNG KRANKER UND NORMALER OHREN IM VERKEHR*

von F. J. MEISTER

Medizinische Akademie Düsseldorf

Zusammenfassung

Der Autor berichtet über Versuche zur Ermittlung der Beeinträchtigung des Richtungshörens (rechts-links-Eindruck) bei Hörverlust unter einer Geräuschbelastung, die der mittleren Straßenlautstärke entspricht. Zur besseren Deutung der Ergebnisse werden anschließend die Fragen der Adaptation, Lästigkeit und Ermüdung im Verkehrs- und Industrielärm sowie die resultierenden Verschiebungen der Empfindungsschwelle, insbesondere die Adaptationsgeschwindigkeit bei Geräuschbelastung, eingehender untersucht.

Summary

Experiments have been made to find out how much the direction hearing (right-left perception) in case of hearing loss is impaired under influence of a noise of mean traffic level. To have a better interpretation of the results, the author makes some further investigations on the problems of adaptation, annoyance and fatigue under traffic and industrial noise, and especially on the shift of the sensation threshold and the velocity of adaptation under influence of a noise.

Sommaire

L'auteur donne les résultats d'essais effectués pour déterminer l'influence produite sur la perception auditive de direction (perception de la gauche et de la droite) par la gêne due au bruit régnant dans une rue moyennement bruyante. Pour pouvoir mieux interpréter les résultats, il étudie en détail les questions suivantes: adaptation, nuisance et fatigue dues aux bruits industriels et de trafic, modification résultante du seuil d'audibilité, et en particulier vitesse d'adaptation en présence d'un bruit.

1. Versuche über das Richtungshören (rechts-links-Eindruck) bei Hörverlust

Der Anteil an Hörgeschädigten im Straßenverkehr ist seit den beiden Weltkriegen beträchtlich gewachsen. Zu den normalerweise vorhandenen Mittelohrerkrankungen und degenerativen Schäden mit mehr als 30 dB Hörverlust, die mit mindestens 7% aller Erwachsenen mittleren Alters angesetzt werden können [1], ist eine große Zahl von Kriegsschäden aber auch von Industrietaubheit größeren oder geringeren Grades hinzugekommen. Es ist deshalb die Frage, ob solche Hörgeschädigten im Straßenverkehr hinreichend sicher sind, heute durchaus berechtigt.

Vielfach hört man die Meinung, daß einohrig Behinderte keinerlei Fähigkeit zum Richtungshören mehr besitzen, und es erscheint bei normalen bis leisen Lautstärken der Signale auch kaum eine richtige Ortung der Quellen möglich. Im Straßenverkehr, wo es darauf ankommt, zu unterscheiden, ob ein lautes Signal von rechts oder links kommt, muß

sich auch der Gehörgeschädigte mit leichtem bis mittlerem Hörschaden zurechtfinden. Es ist deshalb schon aus Verkehrssicherheitsgründen von Interesse, einmal zu erfahren, bei welchen Signallautstärken unter einer Geräuschbelastung, die der mittleren Straßenlautstärke entspricht, eine richtige Ortung der Signalquelle stattfindet. Bei diesen Versuchen kann man auf eine Bestimmung des Richtungswinkels verzichten; für den hörgeschädigten Verkehrsteilnehmer genügt die Erkenntnis, ob das Signal aus einer von zwei möglichen Richtungen kommt, also etwa von rechts oder von links. Er ist sowieso gezwungen, stärker als der Normalhörende die Augen zur Unterstützung im Verkehr heranzuziehen.

Zur Klärung der Frage wurden Versuche an 38 Hörgeschädigten mit verschiedenen großen beiderseitigen Verlusten durchgeführt. Es überwog der Charakter einer Leitungsstörung, insbesondere im Bereich der Signalfrequenz. Es wurde die in Abb. 1a angegebene Versuchseinrichtung benutzt. Ein Motorschalter schaltete einen Dreikanalleitungsweg so, daß die in Abb. 1b dargestellte Geräusch- und Tonfolge entstand, d. h. aus einem kontinuierlichen weißen Geräuschpegel wurde ein zweistufiger Pegel hergestellt, wobei der niedere Pegel von 68 phon

* Auszug aus bzw. Ergänzung zu einem Vortrag über „Lärm und Verkehrssicherheit“ auf der Tagung des „Deutschen Ringes für Lärmbekämpfung“ in Hamburg am 3. und 4. November 1953.

Lautstärke dem mittleren Straßenpegel [2] entsprechen sollte, der dann folgende um 10 dB höhere Geräuschpegel von 4 s Dauer sollte einem lautstärkeren Verkehrsgeräusch (vorüberfahrender Lastwagen) entsprechen. Während des niederen Pegels wurde durch den Motorschalter ein Tonsignal der Frequenz 500 Hz, auf das die Versuchspersonen achten sollten, gegeben.

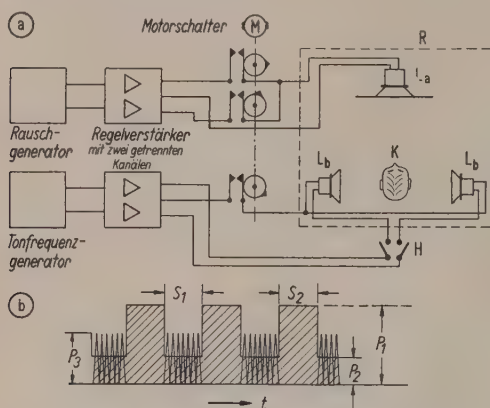


Abb. 1 (a) Prüfung der rechts-links-Unterscheidung von Tonsignalen im Geräuschfeld; R schallgedämpfter Meßraum, L_a Lautsprecher für Geräusch, L_b zwei Lautsprecher für Tonsignale, H Schalter für links-rechts-Tongabe, K Prüfling.

(b) Schallbelastungsbild;
 P_1 = Vorbelastungs-Geräuschpegel,
 P_2 = Verdeckungs-Geräuschpegel,
 P_3 = Tonfrequenzpegel,
 S_1 = Dauer der Vorbelastung,
 S_2 = Signaldauer.

Der Prüfling saß zwischen zwei genügend entfernten Lautsprechern L_b; der Beobachter gab über eine Taste das Signal, entweder auf der rechten oder der linken Seite, ohne daß der Prüfling die Handlung bemerkte. Die Geräuschkulisse wurde von einem dritten Lautsprecher L_a vor dem Prüfling abgestrahlt. Die Lautstärken der beiden sich abwechselnden Geräuschpegel blieben dabei konstant, d. h. es sollten unter idealisierten Verkehrsgeräuschbelastungen die für richtige rechts-links-Unterscheidung notwendigen Signalpegel bestimmt werden. Durch Aufheben des rechten oder linken Armes gab die Versuchsperson an, von wo sie das Tonsignal zu hören meinte. Es wurde die Prozentzahl der bei jeder Versuchsgruppe richtigen Anzeigen abhängig von dem Signalpegel festgestellt¹.

Abb. 2 bringt die Ergebnisse für den allein wichtigen Fall der 100% richtigen Angabe. Die Durch-

sicht der Ergebnisse hatte gezeigt, daß man, will man die stark streuenden Angaben auf vernünftige Mittelwerte reduzieren, notwendigerweise neben der allgemeinen Analysierfähigkeit des Prüflings, die etwa durch den Sprachgehörverlustwert [3] ausgedrückt wird, vor allem den Verlustunterschied zwischen den beiden Ohren berücksichtigen muß.

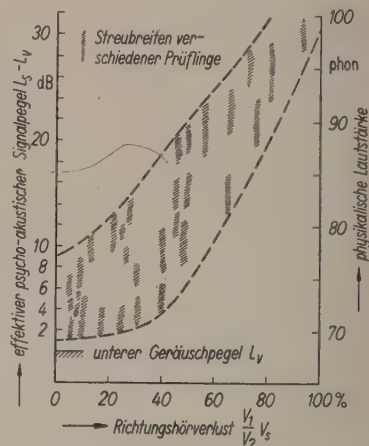


Abb. 2. Abhängigkeit der richtigen links-rechts-Anzeige vom Hörschaden und der Signalstärke bei gleichzeitiger Verdeckung durch wechselnde Geräuschlautstärke.

Verluste im Signalfrequenzbereich:
 V_1 = Verlust des schlechteren Ohres,
 V_2 = Verlust des besseren Ohres,
 V_s = Sprachgehörverlust.

Das kann man durch einen Faktor V_1/V_2 , der zum prozentualen Sprachgehörverlustwert gesetzt wird, erreichen. V_1 bedeutet den Verlustwert des schlechteren und V_2 den des besseren Ohres für die Signalfrequenz. Durch diesen Faktor läßt sich mit annehmbarer Genauigkeit die Richtungsunsicherheit für grobe rechts-links-Unterscheidung ausdrücken. Setzt man diesen Faktor zum allgemeinen Hörverlustwert V_s , so hat man ein brauchbares Maß für den Richtungshörverlust im Verkehr. Als Ordinate und wirksamer Signalpegel ist die Differenz zwischen Tonlautstärke und dem niedrigsten Geräuschpegel, der in der Hauptsache die Verdeckung im Verkehr bewirkt und an den das Ohr auch normal adaptiert ist, gewählt worden. Ein wirksamer Signalpegel von 4 dB wird vom normalen, nicht ermüdeten Ohr gehört und richtig geortet².

Für den so korrigierten Hörverlust ergibt sich mit immer noch breitem Streubereich ein deutlicher Zusammenhang mit dem wirksamen Signalpegel oberhalb von Verlustwerten von 30%. Die Streuung bleibt trotz der recht unterschiedlichen Erkrankungsform in erträglichen Grenzen. Von 30% Verlust ab wächst die notwendige Signalstärke, um 100%

¹ Bei der angegebenen Lautstärke für 100% Richtungsunsicherheit ist durch Verschieben der Lautsprecher, also durch Anpassen der Entfernungen an die Hörverluste, auch annähernde beiderseitige Gleichheit der Lautheitsindrücke zu erreichen.

² Vgl. die ausführliche Monographie über das Richtungshören normaler Ohren von H. KIETZ [4].

richtig zu hören, stärker an³. Bei großen Werten des Richtungshörverlustes scheint es gleichgültig zu sein, ob das schlechtere Richtungshören durch großen Unterschied zwischen beiden Ohren oder durch beiderseits große Verluste, bei kleinerem Unterschied verursacht wird. Voraussetzung bleibt jedoch, daß beide Ohren, auch das schlechtere, noch Hörfähigkeit im Frequenzbereich der Signale besitzen. Für 40% Verlustwert dürfte die Grenze der Verkehrssicherheit erreicht sein, denn höhere Signalstärken als 80 phon am Ohr sollten auf Stadtstraßen nicht zugelassen werden. Sie können niedriger sein, wenn der mittlere Verdeckungs-Geräuschpegel unter 68 phon liegt.

2. Die Frage der Adaptation, Lästigkeit und Ermüdung im Verkehr- und Industrielärm

Die starke Lärmbelastung vieler Menschen in unserer Zeit verursacht mehr als im allgemeinen angenommen wird Adaptationsschäden. Das Ohr muß oft längere Zeit beträchtliche Schalldrücke aushalten. Während die Adaptation an die mittleren Schalldrücke bis zu etwa 80 dB über der Normalschwelle ohne nennenswerte Ermüdungserscheinungen vollzogen wird, beginnen diese ab 80 dB, insbesondere bei Dauerbelastung, stärker in Erscheinung zu treten. Adaptation und Ermüdung sind, wie man seit den Untersuchungen von DERBYSHIRE und DAVIS genauer weiß, Phänomene der nervösen Erregung [5]. Adaptationsschäden betreffen daher das Innenohr und speziell Frequenzgebiete oberhalb 1000 Hz.

Der Eindruck der Lästigkeit einer Schallbelastung, der vielfach völlig dem allgemeinen Gebrauch des Begriffes lästig folgend mit Lust und Unlustgefühl gekoppelt wird, erhält einen klareren Sinn, wenn er unter dem Gesichtspunkt der Adaptation betrachtet wird. Daß außerdem höherfrequente Töne, insbesondere im Bereich 2000 . . . 6000 Hz, rascher lästig werden als tiefer gelegene, ist unmittelbar verursacht durch die schnellere Ermüdbarkeit der Basilargebiete gerade in diesem Frequenzbereich. Hier treten auch in der Hauptsache die Adaptationsschädigungen zuerst auf.

Die Einflüsse der Frequenzzusammensetzung eines Geräusches auf den Lästigkeitseindruck lassen sich eliminieren, wenn man für die Untersuchungen zunächst nur ein Standardgeräusch, etwa ein aus

einem kontinuierlichen Spektrum herausgefiltertes Schmalbandgeräusch, verwendet und nur den Einfluß der Adaptation auf den Lästigkeitseindruck untersucht.

Lästigkeitsaussagen sind ihrer Natur nach immer mit starken Streuungen behaftet. Man wählt deshalb aus einer Anzahl von Personen zweckmäßig solche aus, die

- a) nicht übersensibel sind,
- b) nicht schallunempfindlich, also nicht lärmgewöhnt sind,
- c) deren Aussagen sich bei Wiederholungen in guter Annäherung reproduzieren lassen.

Fünf normalhörende Personen, drei weibliche und zwei männliche, eigneten sich für eine Versuchsserie. Die Personen waren zwischen 20 und 50 Jahre alt und gehörten folgenden Berufsgruppen an:

1. Bibliothekarin,
2. technische Assistentin,
3. Künstlerin,
4. Handwerker,
5. Wissenschaftler.

Für die Geräuschbelastung wurde wiederum ein Wechselpiegelgeräusch benutzt. Die Frequenzzusammensetzung des Schmalbandgeräusches blieb während einer Meßserie konstant. Es wurde bei drei Adaptationspegeln gemessen. Aus diesen Dauerbelastungspegeln stieg dann in 0,2 s der Bewertungspegel auf, dessen Lästigkeit angegeben werden sollte. Er wurde 1 bis 6 s lang gegeben. Diese Zeitlänge sollte der Dauer von Schallimpulsen vorbeifahrender Lastwagen, Motorräder und anderen Fahrergeräuschen des Verkehrs entsprechen. Die Prüflinge gaben durch vier Empfindungsskalenwerte an, ob und wie stark das Geräusch störte:

- I bedeutet nicht lästig, gut ertragbar auch bei leichter Arbeit,
- II bedeutet lästig, bei Kopfarbeit störend,
- III hieß sicher lästig, besonders bei irgendwelchen geistigen Arbeiten,
- IV bedeutet unerträglich, auch bei kurzer Dauer.

Die Ergebnisse der Messungen sind in Abb. 3 dargestellt. Auf der Abszisse ist die Adaptationslautstärke und auf der Ordinate die Lautstärke des dazukommenden Reizpegels vermerkt. Die vier gekennzeichneten Bereiche heben sich recht gut voneinander ab. Deutlich wird folgender Tatbestand ersichtlich: In den Gebieten I und II steigt mit wachsendem Adaptationspegel die verträgliche Lautstärke des Geräusches recht beträchtlich und zwar für die untere Empfindungsschwelle um sicherlich 30 dB. Für die oberen Schwellen im Bereich des

³ Der Grundgeräuscheinfluß auf die Erkennbarkeit der Richtung wirkt sich bei den geringen Hörverlusten relativ stark als Unsicherheit aus. Hier in diesem Bereich unterhalb 30% Richtungshörverlust dürfte die Art der Erkrankung (Mittel-Innenrohr), aber vor allem die nervöse Anlage einen großen Einfluß auf die Erhöhung der wirksamen Signalpegel haben. Grundsätzlich bleibt jedoch die Streubreite ungefähr über die ganze Verlustskala erhalten.

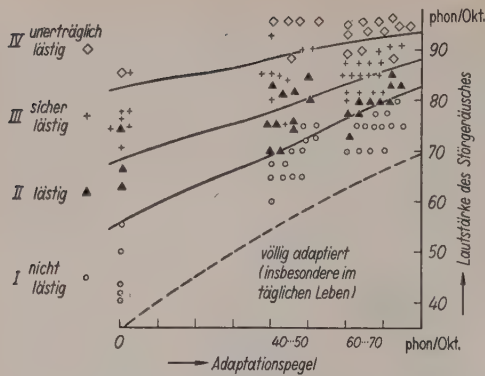


Abb. 3. Abhängigkeit der Lästigkeit eines Geräusches von der Lautstärke und dem Adaptationspegel bei fünf Versuchspersonen.

stark Lästigen wird diese Neigung viel flacher, ist aber noch vorhanden. Bemerkenswert sind folgende Erscheinungen: Im Bereich geringer Adaptationspegel hat die Zeitdauer starken Einfluß, und zwar wird mit wachsender Reizdauer die Empfindlichkeit geringer. Aus diesem Grunde wurde wegen der möglichen Verwaschung nur ein geringer nahe Null gelegener Adaptationspegel als Nullwert genommen und in diesem Bereich nun mit immer gleicher Belastungsdauer von 2 ... 3 s Geräuschstöße gegeben.

Bei der Beurteilung des Lästigkeitseindrucks kann somit auf die jeweils vorher vorhandene bzw. adaptierte Lautstärke nicht verzichtet werden. Eine Lästigkeitsskala muß, wenn sie der Adaptationserscheinung gerecht werden will, wenigstens die beiden extremen Adaptationsstufen

1. Anpassung an Ruhe,
2. Anpassung an Lautstärken des Verkehrs und der normalen Betriebe

berücksichtigen. Die beiden Stufen sind um 30 ... 35 dB Schwellenverschiebung gegeneinander gekennzeichnet⁴. Man kann auch auf anderen Wegen, z. B. durch Verdeckungsmessung, diese mittlere Verschiebung der Schwelle erhärten.

Wir wissen aus den Beobachtungen anderer Sinnesempfindungen (Druck- und Wärmeempfindung) seit MACH, daß die Stärke der Empfindung des Reizes mit der Länge seiner Einwirkung nachläßt. Erst eine weitere Steigerung der Reizintensität erhöht auch wieder den Empfindungseindruck. Auch die Lästigkeit eines Reizes folgt demnach, wenn man von der großen individuellen Streuung absieht, im allgemeinen diesem Gesetz. Das bedeutet, daß der Lästigkeitseindruck einer Schallwelle, die unser Ohr trifft, um so stärker ist, auf je geringeren Adaptationspegel das Ohr eingestellt war. Unmittelbar aus Reizschwellenintensitäten ansteigende Geräuschpegel sind daher lästiger als solche, die aus höheren bereits adaptierten Pegeln aufsteigen. Die sich ausbildende Adaptationsbreite, die z. B. bei

der Temperaturempfindung eine wesentliche Rolle spielt, hat auch bei der Schallempfindung Einfluß auf die Empfindungsstärke.

Ändert man den Frequenzcharakter des Geräusches z. B. um zwei Oktaven nach hohen Frequenzen hin, so wird der Lästigkeitsgrad im Mittel um eine Stufe erhöht.

Bei dem Vorgang der Adaptation zeigt das normale Ohr eine Schwellenverschiebung, die von der Stärke und Dauer des jeweils vorangegangenen Belastungspegels abhängig ist. Dabei tritt eine Zeitkonstante auf. Normale und anomale Adaptation unterscheiden sich vor allem bei den geringeren Veränderungen der Schwellenlage durch die außerordentliche Vergrößerung dieser Zeitkonstanten.

Der anomale Vorgang wird vielfach als Ermüdung bezeichnet. Hier steht jedoch die Terminologie z. Z. auf etwas schwachen Füßen. G. v. BÉKÉSY, wie auch manche Physiologen (HILL, v. MURALT) bezeichneten jede veränderte Adaptation als Ermüdung, RANKE spricht von geänderter Adaptation [6]. Wie dem auch sein mag, wesentlich ist in diesem Zusammenhang lediglich, daß die Geschwindigkeit der Schwellenverschiebung sich stärker ändert, wenn Ermüdung des Ohres eintritt. Gerade auf diesen Tatbestand hat man bisher zu wenig hingewiesen.

Man kann nun beim Hören eine Stetigkeit und Kontinuität der Schwellenbewegung über die ganze Dynamikbreite voraussetzen, was hier bedeutet, daß Belastung und Erholung, Ansteigen und Sinken der Schwelle, Vorgänge sind, die der gleichen inneren Mechanik, also auch der gleichen Differentialgleichung gehorchen. Gerade bei der Entlastung, also beim Erholungsvorgang, läßt sich diese „Mechanik“ gut überblicken. Untersucht man das Zurückgehen der Schwelle auf den Normalwert, so vollzieht sich dieser Vorgang am normalen Ohr bei nicht zu hoher Belastung nach den Kurven der Abb. 4 a, und zwar sowohl für reinen Ton als auch für Geräusche. Das läßt sich durch schnelles audiometrisches Testen unmittelbar nach der Belastung leicht erhärten. Ähnliche Kurven hat wohl zuerst GÖRAN DE MARÉ gezeigt [7]. Die hier wiedergegebenen wurden in unserem Laboratorium gewonnen. Die gestrichelten sind nach einer e-Funktion extrapolierte Kurven, die ein Urteil über die Anfangsbewegung der Schwelle ermöglichen.

Die Schwellenbewegung gesunder Ohren für kurzzeitige Belastung unter 80 phn ist immer reversibel, d. h. sie vollzieht sich ohne eine Nachwirkung in obiger Weise. Bei Überlastung und auch nach zu langer gleichförmiger mittlerer Belastung bleibt die Schwelle nach der Entlastung längere Zeit angehoben. Abb. 4 b bringt einen Adaptationsschaden dieser Art nach 10 min Geräuschbelastung mit

⁴ Auf der Sitzung des Akustischen Ausschusses der Physikalischen Gesellschaft in Salzuflen wurde ein entsprechender Skalenvorschlag gemacht.

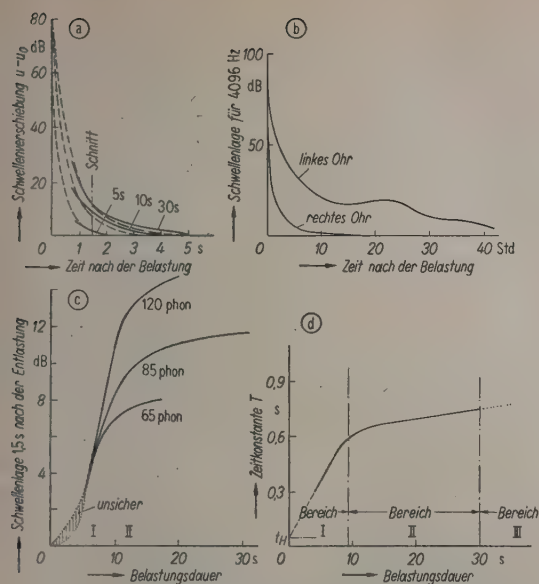


Abb. 4. (a) Normale Erholung (Adaptation an Ruhe) nach verschiedenen Belastungszeiten mit Geräusch (1600 ... 3200 Hz) von 85 phon Lautstärke; — gemessener Verlauf bei der mittleren Frequenz 2048 Hz, - - - - - ideeller Verlauf nach $u - u_0 = 85 e^{-t/T}$.
(b) Anomale Erholung nach 10 min Geräuschbelastung (Preßluftschlämmer) mit links 130 phon und rechts 120 phon Lautstärke. Schwellenmessung im Bereich der maximalen Adaptationsstörung (4096 Hz).
(c) Schwellenlage 1,5 s nach Belastung mit drei verschiedenen Lautstärken in Abhängigkeit von der Belastungsdauer.
(d) Abhängigkeit der Adaptationszeitkonstanten T von der Belastungsdauer bei 85 phon Geräuschlautstärke; t_H = kürzeste Zeit = 0,05 ... 0,07 s. Bereich I: normales Hören ohne Ermüdung, Bereich II: beginnende Ermüdung, Bereich III: mit möglichem Adaptationsschaden.

120 phon mittlerer Lautstärke und Spitzenwerten bis zu 130 phon (Putzen einer Feuerbüchse). Die Erholung war im vorliegenden Falle für das rechte und das linke Ohr verschieden. Das linke Ohr hatte die Hauptbelastung (angegebene Spitzenwerte) bekommen, weil es unmittelbar beschallt wurde. Erst 45 Stunden nach der Entlastung war für dieses Ohr die ungefähre Ruhelage der Reizschwelle wieder erreicht. Die Angaben beziehen sich auf die Frequenz 4096 Hz, bei der auch audiometrisch eine typische Senke gefunden wurde. Solche Audiogramme aber mit bleibendem Schaden sind ja bei Lärmarbeitern bekannt [10]. Das Ohr hat im Frequenzgebiet 3000 ... 6000 Hz einen empfindlichen Bereich, in dem bei Belastungen mit Geräuschen hoher Teiltöne rasch Adaptationsschäden entstehen. Neu ist hier, daß bei dem vorliegenden reversiblen Trauma, so wie beim echten Schalltrauma, im Senkengebiet

eine Unterschiedsschwellenverringering „jedoch nicht bleibender Art“ von mehr als 30% festgestellt wurde. Nach RANKE ist zu erwarten, daß in adaptationsgestörten Ohren auch ein solcher Defekt auftritt. Bei andauernder Geräuschbelastung der Ohren mit 120 phon Lautstärke bliebe die Unterschiedsschwellenverringering bestehen, ebenso resultierte auch nach noch so langem Warten eine bleibende Schwellenverschiebung, eine Senke.

Die Geschwindigkeit der Schwellenverschiebung nach Beendigung einer Schallbelastung des Ohres gehorcht beim gesunden Ohr einer Gleichung von der Form

$$\frac{du}{dt} = \frac{u - u_0}{T} \mp f(u, t, \lambda), \quad (1)$$

$u - u_0$ bedeutet die Schwellenverschiebung, wenn u_0 die normale Schwellenlage angibt. T kann als eine Art Zeitkonstante aufgefaßt werden. Für einen jeweilig festen Geräuschpegel und konstante, nicht zu große Belastungsdauer ist der Wert von T auch konstant, ändert sich aber mit der Dauer der Belastung, und zwar wird er größer. Damit ändert sich auch die Adaptationsgeschwindigkeit. Für Belastungen bis zu 80 dB scheint die Geschwindigkeit du/dt nur von den zwei Größen $(u - u_0)$ und T abhängig zu sein. Mit wachsender Belastung und deren Dauer tritt ein Verzerrungsglied zu der idealen Adaptationsgleichung hinzu. Diese Funktion $f(u, t, \lambda)$ ist leider nicht allgemein darstellbar, insbesondere wegen der individuell verschiedenen Größe und einem nichtlinearen Anteil als Folge einer Art Hysterese. Diese Störfunktion hat bei einigen Krankheitsformen (Meningitis), wie hier festgestellt werden konnte, auch für reizschwellennahe Belastungen, beachtlichen Einfluß. Die Funktion hat, auch in gesunden Ohren nicht selten einen periodischen Charakter, wobei wie I. J. HIRSH und W. D. WARD nachwiesen, Schwankungen im Schwellenrückgang bis zu 15 dB auftreten [9]. Die Schwankungen sind bei Reiztönen oberhalb 3000 Hz geringer als bei solchen unterhalb 2000 Hz. Sie haben ihre vermutliche Ursache in dem Regenerationsprozeß der Wirkstoffe bei der nervösen Erregung. Sie sind individuell bei gleicher Belastung und Dauer verschieden. Im allgemeinen zeigen sich geringere Schwankungen bei einem langsamen Rückgang der Schwelle im Gebiet 4000 ... 6000 Hz. Hier treten auch die meisten traumatischen Schäden auf.

Nur für Belastungen unterhalb 8 s Dauer kann man ohne das unbestimmte Verzerrungsglied offenbar eine allgemeinere Lösung der Adaptationsgleichung versuchen. Es zeigt sich nämlich, wie Abb. 4 c an drei Beispielen darlegen soll, daß bei längerer Belastung als 8 s der Einfluß der Lautstärke auf die momentane Schwellenlage unmittelbar nach der Entlastung stärker anwächst. Bis zu dieser

Dauer gilt für das Anwachsen der Größe T die einfache Beziehung

$$T_1 = t_H + 0,067 \cdot t_s, \quad (2)$$

wobei t_s die Belastungszeit bedeutet. Der kleinste Wert von T für sehr kurze Belastungszeiten ist auf dem bisher beschrittenen Wege nicht zu bestimmen. Es handelt sich bei dem Anfangswert t_H offenbar um die Zeitkonstante von Nervenfasergruppen, denn bei extrem kurzen Reizdauern sprechen rein statistisch nur wenige Fasern an, deren einzelne Ansprechzeit nach DAVIS und DERBYSHIRE je nach der Frequenz nur wenige Millisekunden beträgt. Einen Weg zur Bestimmung von t_H liefert jedoch der HAAS-Effekt [8]. Nach ihm werden akustische Reize erst unterschieden, wenn sie etwa $\frac{1}{20}$ s Abstand voneinander haben. Das bedeutet, daß $t_H \geq 0,050$ s sein muß. Die Verlängerung der T -Kurve zum Nullpunkt hin führt auch auf einen Wert zwischen 0,050 und 0,070 s. Neben dieser zeitlichen Differentiationsgrenze hat das Ohr bekanntlich auch eine Grenze der Intensitätsauflösung (Unterschiedsschwellenbreite Δu) die bei 2000 Hz etwa bei 2 dB liegt. Die beiden Grenzwerte t_H und Δu lassen einen Schluß auf die theoretisch kleinstmögliche Schwellengeschwindigkeit „bei extrem kurzer Belastungszeit“ zu:

$$\frac{ds}{dt}_{\min \text{ für } t_s \ll 0,1 \text{ s}} = \frac{\Delta u}{t_H} = \frac{2}{0,05} = 40 \frac{\text{dB}}{\text{s}}. \quad (3)$$

Beim normalen Hören sind im Bereich bis zu 8 s Belastungsdauer die Geschwindigkeiten natürlich wesentlich größer.

Bemerkenswert für die Anpassung des Ohres an Dauergeräusche ist die Veränderung der Adaptationsgeschwindigkeit oberhalb 8 s Belastungszeit; denn von 10 ... 12 s Belastungsdauer ab wächst die Zeitkonstante T nur noch wenig und im Mittel nach der empirisch gefundenen Regel:

$$T_2 = 0,6 + K \cdot t_s. \quad (5)$$

Der Koeffizient K wird hier stark von der Belastung abhängig. Im Bereich der großen Verkehrslautstärken (80 ... 85 phon) erreicht er den Wert 0,005. Für geringere Belastungen bis zu 60 phon ist er sicher vernachlässigbar klein. Oberhalb einer Belastungsdauer von $\frac{1}{2}$ min scheinen die individuellen Veränderungen von Ohr zu Ohr, die den vorangegangenen Überlegungen eine gewisse Unsicherheit geben, stärker zuzunehmen. Das gilt besonders bei wachsender Lautstärke. Sicherlich werden in Einzelfällen, bei denen die Regeneration der Wirkstoffe, die ja wohl der Kreislaufkonstitution gehorcht, nicht rasch genug oder schneller als normal erfolgt, Pendelungen eintreten, wie sie HIRSH und WARD [9] bei Erholungskurven nach Belastung mit 100 dB Lautstärke gefunden haben. Der Zeitkonstanten-

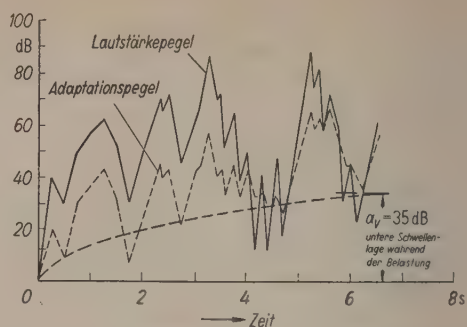


Abb. 5. Die Schwellenlagen in nicht zu lautem doch wechselndem Verkehrslärm für eine Adaptationsgeschwindigkeit von 85 dB/s (keine merkliche Ermüdung).

begriff hat in diesem ganzen Bereich keinen Sinn mehr; wohl bleibt der Begriff der Adaptationsgeschwindigkeit bestehen.

Nach diesen allgemeinen Betrachtungen kann nun auch die Größe der Adaptationsgeschwindigkeit und die momentane Schwellenlage in einem normalen Verkehrsgelärm festgestellt werden. Für eine 6 ... 7 s dauernde Ohrbelastung mit 85 phon, wie sie auf der Straße durch vorbeifahrende Lastkraftwagen gegeben ist, bei sonst mäßigem mittlerem Geräuschpegel, ergibt sich aus Abb. 4 c eine Zeitkonstante von $T = 0,46$ s. Ihr entspricht eine Adaptationsgeschwindigkeit von 180 ... 200 dB/s. Befindet sich der Verkehrsteilnehmer aber 10 min im Verkehrslärm und hat dieser bei obiger Spitzenbelastung bereits den üblichen mittleren Lautstärkepegel von 75 phon, so erhält man nach Gl. (3) eine Zeitkonstante von 0,9 s. Sie entspricht einer Adaptationsgeschwindigkeit von 85 dB/s. Untersucht man durch Zugrundelegen dieser Adaptationsgeschwindigkeit die mittlere Schwellenlage während der Belastung, was für ein typisches Belastungsbeispiel in Abb. 5 durchgeführt wurde, so ergeben sich die gestrichelt gezeichneten momentanen und unteren Schwellenlagen. Man findet im Verkehrslärm danach eine mittlere Schwellenerhebung von etwa 35 dB. Damit ist die Verbindung zu Abb. 3 gewonnen. Auch hier wurde eine mutmaßliche Verschiebung der Schwelle um diesen Betrag bei Adaptation an Verkehrslautstärkepegel von dieser Größe auf völlig anderem Wege festgestellt.

Je größer die Hörermüdung wird, um so langsamer adaptiert das Ohr. Die Adaptationsgeschwindigkeit kann, besonders im Frequenzbereich 3000 ... 6000 Hz, so stark absinken, daß Hörfehler auftreten. Solche Vorgänge sind in Lärmbetrieben, aber auch in überlauten Fahrkabinen von Kraftwagen und Diesellokomotiven, zu erwarten. Sie können sich unter Umständen im Verkehr bei der Erfassung von Signalen störend auswirken.

(Eingegangen am 17. November 1953.)

Schrifttum

- [1] WEBSTER, H. C., HIMES, H. W. und LICHTENSTEIN, M., San Diego County Fair Hearing Survey. J. acoust. Soc. Amer. **22** [1950], 473.
- [2] KÖSTERS, H., BIERRETH, W. und KEMPER, H., Lautstärkenkarte eines Berliner Stadtbezirkes. Akust. Z. **2** [1938], 310—313.
- MEISTER, F. J. und RUHRBERG, W., Messung der Verkehrslautstärke in einer Großstadt. Z. VDI **95** [1953], 373—376.
- [3] AMERSBACH, K. und MEISTER, F. J., Beiträge zur Definition des Sprachgehörverlustes. Z. Laryng. Rhinol. Otol. **31** [1952], 406—417.
- [4] KIETZ, H., Das räumliche Hören. Acustica **3** [1953], 73—86.
- [5] STEVENS, S. S. und DAVIS, H., Hearing. J. Wiley & Sons, New York 1938.
- [6] RANKE, O., Vortrag auf der Deutschen Audiologentagung Bremen 1952. Kurzbericht von MEYER ZUM GOTTESBERGE, Acustica **3** [1953], Beiheft 1, 151—152.
- [7] GÖRAN DE MARÉ, Auditory fatigue and adaptation. Acta Otolaryngol. **40** [1951], 104.
- [8] HAAS, H., Über den Einfluß eines Einfachechos auf die Hörsamkeit von Sprache. Acustica **1** [1951], 49 bis 58.
- [9] HIRSH, I. J. und WARD, W. D., Recovery of the threshold after stimulation. J. acoust. Soc. Amer. **24** [1951], 131—141.
- [10] RUEDI, L. und FURRER, W., Das akustische Trauma. Verlag Karzer, Basel 1947.

ZUM BEGRIFF DER SCHALLIMPEDANZ

von W. WILLMS

Forschungsinstitut Weil am Rhein

Zusammenfassung

Nach einer kurzen Betrachtung des Impedanzbegriffs in der Akustik und der verschiedenen Arten der Impedanz im akustischen Feld werden die Übertragungseigenschaften akustischer Elemente mit Hilfe einer Kettenmatrix dargestellt, da der in Analogie zu elektrischen Elementen gebildete „Widerstand“ nicht immer ausreicht. Im Anschluß hieran werden die Grundgleichungen des akustischen Feldes im Sinne der Wellen- und Leitungstheorie behandelt, wobei ein dreidimensionaler Admittanzvektor eingeführt wird. Mit Hilfe eines „Poynting-Vektors“ erhält man eine schärfere Formulierung des Schallflusses und Ausdrücke für eine Flächenimpedanz und die Impedanz eines geschlossenen Systems. Zum Schluß wird am Beispiel eines akustischen und eines elektrischen Hohlleiters noch auf die grundlegenden Unterschiede zwischen akustischem und elektrischem Feld hingewiesen.

Summary

After some considerations of the concept of acoustic impedance the author gives a characterisation of the transmission properties of “acoustic elements” by means of a matrix, and in connection considers therewith the basic equations of the acoustic field by analogy with the undulatory and transmission theory. A three dimensional admittance vector is introduced. By the definition of a “Poyntingvector” it is possible to give a more exact formulation of the acoustic flux and expressions for a surface impedance and the impedance of a complete system. Finally the author points out, by means of an example, that there exist fundamental differences between the acoustic and electric field.

Sommaire

Après un examen rapide de la notion d'impédance en acoustique, et des différentes sortes d'impédances dans un champ acoustique, on représente les caractéristiques de transmission des éléments acoustiques au moyen d'une matrice; il ne suffit pas en effet de considérer une «résistance», par analogie avec le cas des éléments électriques. Comme corollaire, on traite les équations fondamentales du champ acoustique dans le sens de la théorie ondulatoire et de la théorie de la conduction, en introduisant un vecteur admittance dans trois dimensions. Grâce à un «vecteur de Poynting», on arrive à une formulation plus précise du flux sonore et à des expressions de l'impédance d'une surface ainsi que de l'impédance d'un système fermé. Enfin, on montre les différences fondamentales existant entre le champ acoustique et le champ électrique, en prenant comme exemple un conducteur creux, soit acoustique, soit électrique.

Einleitung

Überblickt man die Entwicklung des Impedanzbegriffes seit seiner Einführung in die Akustik durch WEBSTER vor etwa 30 Jahren, so ist festzustellen, daß im Laufe der Zeit neben seiner weiteren Verbreitung auch eine gewisse Änderung seiner Bedeutung eingetreten ist. Ursprünglich zur Bezeichnung des komplexen Widerstandes akustischer und mechanischen Elemente eingeführt, wie sie uns in den akustischen und mechanischen Filtern entgegen-

treten, wird die Impedanz heute mehr im Sinne der Übertragungs- und Wellentheorie verwendet und hat die Bedeutung einer charakteristischen, bezogenen Feldgröße. Dementsprechend lag das Gewicht früher sehr stark auf Analogiebetrachtungen, die zwischen akustischen und mechanischen Impedanzen einerseits und elektrischen Impedanzen andererseits aufgestellt werden können und die ihren Ausdruck in den elektrischen Analogieschaltbildern finden. In neuerer Zeit geht man mehr auf die akusti-

schen Grundlagen ein und entwickelt den Impedanzbegriff aus dem Schallfeld. Die Betrachtungs- und Darstellungsweise ähnelt sehr stark derjenigen im elektromagnetischen Feld. Sie ist in dieser Beziehung ebenfalls analogiemäßig beeinflusst, aber doch nur in der Methode. Sie ist von der Zwangsvorstellung der direkten Entsprechung von Element zu Element frei, und die Begriffe erwachsen und wurzeln im Boden der Akustik und sind nicht einfach aus der Elektrotechnik dorthin verpflanzt.

1. Impedanzfunktionen

Die drei Impedanzarten, die in der Akustik und Mechanik eine Rolle spielen, sind die

spezifische akustische Impedanz $z = p/v$,

die akustische Impedanz $Z = p/q = p/vS$,

und die mechanische Impedanz $W = F/v$

(p = Schalldruck, v = Schnelle, $q = v \cdot S$ = Schallfluß, F = Kraft).

Die drei Impedanzen können gemeinsam behandelt werden, wenn man berücksichtigt, daß die beiden Größen, die jeweils in dem Quotienten auftreten, als Produkt die Leistung bestimmen, welche in dem betreffenden System auftritt. Wir nennen sie Leistungsfaktoren. Beispielsweise sind der Druck p und die Schnelle v die beiden Faktoren der spezifischen Leistung in einem Punkte des Schallfeldes. Ihr Verhältnis ist in einem linearen System unabhängig von der Anregungsstärke des Feldes und ein allgemeines Kennzeichen für die Art des Feldes und des Systems.

Die Impedanz und ihr reziproker Wert, die Admittanz, sind nun nicht einfach Quotienten der betreffenden Leistungsfaktoren, die ja zunächst als physikalische Größen Funktionen der Zeit sind, sondern der Impedanzbegriff liegt — und das ist das Wesentliche daran — buchstäblich auf einer anderen Ebene [1]. Z. B. werden in dem Ausdruck für die spezifische akustische Impedanz nicht der Schalldruck und die Schnelle an einem festen Raumpunkt als Funktionen $f(t)$ der Zeit eingesetzt, sondern die durch eine mathematische Transformation zugeordneten Bildgrößen $f(\Omega)$. Die Bildgröße $f(\Omega)$ ist dabei der Zeitgröße $f(t)$ durch die Laplace-Transformation

$$f(\Omega) = \int_0^{\infty} f(t) e^{-\Omega t} dt = \mathfrak{L}[f(t)]$$

zugeordnet, bzw. umgekehrt

$$f(t) = \frac{1}{2\pi j} \int_{b-j\infty}^{b+j\infty} f(\Omega) e^{\Omega t} d\Omega = \mathfrak{L}^{-1}[f(\Omega)].$$

Die Zeit- und Originalfunktion bezeichnet man als im Originalbereich der reellen Veränderlichen t , die Bildfunktion als im Bildbereich der komplexen Ver-

änderlichen $\Omega = \delta + j\omega$ liegend, wobei ω eine (reelle) Kreisfrequenz ist. Die Laplace-Transformation kann als Verallgemeinerung des Fourierschen Integrals angesehen werden.

In allgemeinsten Weise ist nun die Impedanz als das Verhältnis der Laplace-Transformierten der beiden Leistungsfaktoren erklärt.

$$Z(\Omega) = \frac{p(\Omega)}{v(\Omega)} = \frac{\mathfrak{L}[p(t)]}{\mathfrak{L}[v(t)]}.$$

Dieser Impedanzausdruck wird als isomorphe Impedanz bezeichnet, weil man sich die Originalfunktion aus den isomorphen Elementarvorgängen $e^{\Omega t}$ zusammengesetzt denken kann. Die Elementarvorgänge können im Sinne der komplexen Schreibweise als an- und abklingende Schwingungen gedeutet werden. Im besonderen sind auch die permanent harmonischen Schwingungen darunter, und zwar liegen sie auf der imaginären Achse $\Omega = j\omega$ des Bildbereichs.

Das Verhältnis der (komplexen) Amplituden zweier isochroner, permanent harmonischer Elementarvorgänge $p(j\omega)e^{j\omega t}$ und $v(j\omega)e^{j\omega t}$ im Bildbereich nennt man die isochrone Impedanz,

$$Z(j\omega) = \frac{p(j\omega)}{v(j\omega)}.$$

Als Funktion von ω betrachtet ist dies die übliche Impedanz für Sinusschwingungen in der komplexen Schreibweise. Die isochrone Impedanz ist in zweifacher Hinsicht ein Gedankengebilde. Erstens ist die vorausgesetzte permanent harmonische Schwingung praktisch nicht genau realisierbar, weil jede wirkliche Schwingung einen Anfang hat. Zweitens setzt die isochrone Impedanz ein dissipatives System voraus, denn nur in einem solchen klingen die Eigenschwingungen vom Beginn des Vorgangs ab und erst nach genügend langer Zeit stellt sich ein praktisch stationärer Zustand ein.

Die isomorphe Impedanz kann als Verallgemeinerung der isochronen aufgefaßt werden; sie ist für beliebige (auch nichtstabile) Systeme und praktisch beliebige Zeitfunktionen erklärt, soweit die Konvergenz des Laplace-Integrals gesichert ist. Insbesondere ist die isomorphe Impedanz auch für impulsartige Vorgänge anwendbar. Diese erlauben sogar eine experimentell besonders einfache Bestimmung der Impedanz.

2. Akustische und mechanische Elemente

Aus Gewohnheit im Umgang mit elektrischen Impedanzelementen (Widerständen, Spulen und Kondensatoren) ist man versucht, auch mit den einfachen akustischen und mechanischen Elementen, wie mit jenen rechnen und schalten zu wollen. Eine

Anzahl von Arbeiten [2] beschäftigt sich damit, die Umwandlung von akustischen und mechanischen Gebilden in elektrische Schaltungen mit Hilfe von Regeln und Vorschriften zu ermöglichen. Man tut aber dabei den Dingen Gewalt an. Die Elemente im akustisch-mechanischen und im elektrischen Gebiet haben außer einer Impedanz auch bestimmte Übertragungseigenschaften. Wohl entspricht in einer bestimmten Analogie einer Masse die Selbstinduktion, einer Feder die Kapazität. Während aber die Masse im wesentlichen die Bewegung auf das folgende Element überträgt — und die Feder die Kraft —, übertragen die entsprechenden elektrischen Impedanzelemente beide den Strom oder beide die Spannung, je nachdem, ob man sie in Reihe oder parallel zu dem folgenden Element schaltet. Die Entsprechung zwischen den Elementen der verschiedenen Gebiete ist also nicht vollständig. Die elektrischen Schaltelemente lassen mehr Schaltungsmöglichkeiten zu als die akustisch-mechanischen Elemente.

Mit Einschluß ihrer Übertragungseigenschaften muß man akustische und mechanische Elemente durch ein Paar von Gleichungen beschreiben. Diese sind z. B. für die akustischen Elemente Hohlraum und Rohrleitung in Abb. 1 dargestellt.

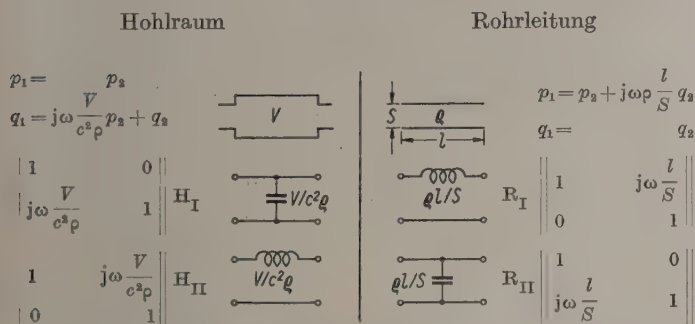


Abb. 1. Übertragungsgleichungen, Kettenmatrizen und Analogieschaltbilder der akustischen Elemente „Hohlraum“ und „Rohrleitung“.

Als eine Art Kurzschrift kann man auch einfach das Koeffizientenschema, die Matrix, dafür anschreiben. Sollen akustischen Admittanzen elektrische Admittanzen entsprechen, dann zeichnet der Elektrotechniker auf Grund der Matrix die danebenstehenden Schaltbilder H_I und R_I auf. Sollen dagegen akustische Admittanzen durch elektrische Impedanzen dargestellt werden, so erhält man nach Vertauschung der Reihenfolge der Gleichungen die zweite Matrix und die danebenstehenden Schaltbilder H_{II} und R_{II} . Die Schaltungsweise ändert sich also sowohl, wenn man von einer Analogie zur anderen, wie auch, wenn man von einem Element zum anderen übergeht. Selbst die einfachsten aku-

stischen und mechanischen Gebilde sind Vierpole, und zwar entartete Vierpole. Man darf die Impedanz nicht mit einem Element identifizieren, sondern kann sie nur im Zusammenhang mit dem ganzen System betrachten. Dies führt zu einer allgemeineren Auffassung der Impedanz im Sinne der Übertragungs- und Wellentheorie.

3. Schallimpedanz

Betrachten wir etwa in diesem Sinne die Grundgleichungen des linearen und verlustlosen Schallfeldes:

$$\begin{aligned} -\text{grad } p &= j\omega \rho \mathbf{v}, \\ -\text{div } \mathbf{v} &= j\omega \frac{1}{c^2 \rho} p, \\ \text{rot } \mathbf{v} &= 0. \end{aligned}$$

Die erste Gleichung drückt das dynamische Grundgesetz aus. Die zweite geht aus der Kontinuitätsbedingung unter Einschluß der adiabatischen Zustandsgleichung hervor. Es sind gewissermaßen die Maxwellschen Gleichungen des Schallfeldes. In ihnen sind ρ und $1/c^2 \rho$ Konstanten des Mediums, nämlich die Dichte und die adiabatische Federung. Im Sinne der Übertragungstheorie sind nun $j\omega \rho$ als

verteilte Impedanz (Impedanz/Längeneinheit) und $j\omega/c^2 \rho$ als verteilte Admittanz (Admittanz/Längeneinheit) aufzufassen. Aus beiden bildet man zweckmäßig zwei neue Konstanten

$$\begin{aligned} z_0 &= \sqrt{j\omega \rho \cdot \frac{c^2 \rho}{j\omega}} = c\rho, \\ \gamma &= \sqrt{\frac{j\omega \rho}{c^2 \rho / j\omega}} = j\frac{\omega}{c}, \end{aligned}$$

den charakteristischen Widerstand oder Kennwiderstand z_0 und die Ausbreitungskonstante γ . Der übliche Ausdruck „Wellenwiderstand“ für $z_0 = c\rho$ ist nicht sehr gut, da es ja im Schallfeld verschiedene Wellen-

arten und infolgedessen Wellenimpedanzen gibt, in denen die Impedanz von $c\rho$ verschieden ist, wie z. B. in Kugelwellen.

Die Lösungen der Grundgleichungen führen bekanntlich auf Wellen, sowohl für den komplexen Skalar p wie für den komplexen Vektor \mathbf{v} . Die sinn-gemäße Verallgemeinerung des ursprünglich eindimensionalen Admittanzbegriffes auf das dreidimensionale Schallfeld ist der Admittanzvektor

$$\mathbf{y} = \frac{\mathbf{v}}{p}.$$

Er wurde durch MAWARDI eingeführt. Der Admittanzvektor ist nichts anderes als der in bestimmter

Weise normierte Vektor \mathbf{v} der Schnelle [3]. Die Komponente dieses Vektors in einer bestimmten Richtung \mathbf{n} , mit den Richtungskosinussen α, β, γ ist die spezifische akustische Admittanz in dem betreffenden Punkte und in der betreffenden Richtung:

$$y = \mathbf{n} \cdot \mathbf{y} = \frac{v_x}{p} \cos \alpha + \frac{v_y}{p} \cos \beta + \frac{v_z}{p} \cos \gamma.$$

In den drei Richtungen x, y und z des Raumes haben wir die drei spezifischen akustischen Admittanzen

$$\frac{v_x}{p}, \frac{v_y}{p} \text{ und } \frac{v_z}{p},$$

die je nach Beschaffenheit des Feldes reell, komplex oder teilweise Null sein können.

In einer ebenen, in der x_+ -Richtung fortschreitenden Welle ist $v_y, v_z=0$, so daß die Wellenadmittanz

$$y = \frac{v}{p} \cos \alpha$$

ist. Speziell ist

in der x_+ -Richtung $y = v/p$,

in der x_- -Richtung $y = -v/p$

und in der y, z -Richtung $y = 0$.

Es lag nahe zu versuchen, auch einen Impedanzvektor \mathbf{z} einzuführen, dessen Komponente in nämlicher Weise die spezifische akustische Impedanz in einer bestimmten Richtung liefern sollte. Indessen ist wegen des komplexen Charakters der Vektoren \mathbf{z} und \mathbf{y} hierbei Vorsicht geboten. Wenn man an der Forderung festhält, daß die Impedanz das Reziproke der Admittanz in jeder beliebigen Richtung sein soll, so gibt es keinen Impedanzvektor, der mit dieser Forderung verträglich wäre [4]. Daher verzichtet man am besten überhaupt auf einen Impedanzvektor. Die Vorrangstellung des Admittanzvektors im Schallfeld ist auf den verschiedenen Charakter der beiden Leistungsfaktoren (Skalar und Vektor) zurückzuführen. Praktisch geht man so vor, daß man aus dem Admittanzvektor zunächst die spezifische akustische Admittanz in der gewünschten Richtung bestimmt und dann, indem man das Reziproke bildet, zur spezifischen akustischen Impedanz übergeht.

Noch eine andere vektorielle Größe ist für das Schallfeld bedeutungsvoll: der Poyntingsche Vektor oder Intensitätsvektor¹

$$\mathbf{J} = \frac{1}{2} p \bar{\mathbf{v}}.$$

Er gibt den komplexen spezifischen Leistungsstrom in einem Punkte des Schallfeldes an. Führen wir den Admittanzvektor ein, so erhalten wir eine neue, energetische Definition des Admittanzvektors

$$\mathbf{y} = \frac{\bar{\mathbf{J}}}{\frac{1}{2} |p|^2}.$$

¹ Der Querstrich bedeutet, daß die Komponenten des Vektors \mathbf{v} aus den konjugiert komplexen Werten des Schnellevektors \mathbf{v} gebildet sind.

Die Normalkomponente des Intensitätsvektors stellt die akustische Energie dar, die durch ein Flächenelement in der Sekunde hindurchfließt. Die energetische Definition für die flächennormale spezifische akustische Admittanz, kurz die Wandadmittanz, ist somit

$$y_n = \frac{\bar{I}_n}{\frac{1}{2} |p|^2} = \frac{v_n}{p}$$

in Übereinstimmung mit der Quotientendefinition. Die flächennormale spezifische akustische Impedanz ist das Reziproke hiervon; außerdem läßt sie sich durch Erweiterung mit $\frac{1}{2} \bar{v}_n$ energetisch formulieren durch

$$z_n = \frac{I_n}{\frac{1}{2} |v_n|^2}.$$

Zum Unterschied gegenüber der Admittanz steht hier I_n (nicht \bar{I}_n) im Zähler und im Nenner das halbe Quadrat der flächennormalen Schnelle. Die tangentielle Schnelle ist ohne Einfluß auf den Wandwiderstand.

4. Flächenimpedanz

Die bisher betrachteten spezifischen akustischen Größen waren Punktimpedanzen. Von hier aus kommen wir zu den Flächenimpedanzen, indem wir die Flächenintegrale der Intensität und der quadratischen Größen im Nenner bilden. Wir brauchen dabei nicht vorauszusetzen, daß diese auf der Fläche konstant sind. Um auf die Dimension der akustischen Admittanz zu kommen, multiplizieren wir noch mit der Fläche S . Hierdurch erhält man für die akustische Admittanz und Impedanz der Fläche S :

$$Y_n = \frac{\int \bar{I}_n dS}{\frac{1}{S} \int \frac{|v_n|^2 dS}{2}}, \quad Z_n = \frac{\int I_n dS}{S \int \frac{|p|^2 dS}{2}}.$$

Den Nenner kann man in Anlehnung an den quadratischen Zeitmittelwert den quadratischen Flächenmittelwert nennen. Sind p und v_n konstant auf der Fläche, so bekommt man die üblichen Werte der akustischen Admittanz und Impedanz.

Mit Hilfe des Intensitätsvektors ist es nun möglich, die Impedanz eines geschlossenen akustischen Systems auszudrücken. Zu diesem Zweck bildet man die Divergenz des Intensitätsvektors, integriert über das Volumen des Systems, verwandelt mit Hilfe des Gaußschen Satzes ein Volumenintegral in ein Flächenintegral und erhält dann ein Energiethorem von folgender Form:

$$P = \int I_n dS + 2j\omega(T - V).$$

Auf der linken Seite steht die Leistung der äußeren Kräfte an dem System. Sie hat ihr Äquivalent in einem Leistungsstrom durch die Fläche S , die das System umschließt und in dem mit $2j\omega$ multiplizierten Unterschied der kinetischen und potentiellen

Energie im Innern des Systems. Das System stellt sich somit dar als ein Kontinuum, in dem kinetische und potentielle Energie gespeichert sind und sich wechselseitig austauschen und einer das System umschließenden Hüllfläche, auf der die flächennormale Impedanz vorgegeben ist. Bei einem Wellenleiter, der seitlich durch starre Wände begrenzt wird, ist z. B. der Energiestrom durch die Begrenzungsfläche Null und zum Oberflächenintegral tragen nur der Eingangs- und Ausgangsquerschnitt bei.

Dividieren wir die Antriebsleistung P durch den quadratischen Flächenmittelwert des Flusses durch die Antriebsfläche, so bekommen wir die komplexe Antriebsimpedanz des Systems. Der reelle Teil hiervon ist der Strahlungswiderstand, der imaginäre Teil der Blindwiderstand.

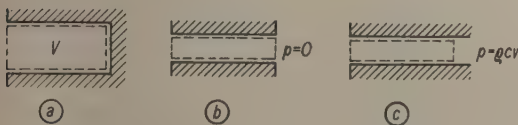


Abb. 2. Zur Ableitung der Antriebsimpedanz aus dem Energietheorem.

Drei einfache Beispiele: In einem Hohlraum (Abb. 2a), der allseits von festen Wänden umschlossen ist, ist der Energiefluß gleich Null. Für genügend tiefe Frequenzen ist die Energie im Hohlraum fast allein potentieller Art. Die akustische Admittanz ist somit

$$Y_V = \frac{2j\omega \frac{1}{c^2\rho} \frac{|p|^2}{4} \cdot V}{\frac{|p|^2}{2}} = j\omega \frac{V}{c^2\rho}.$$

In einem offenen Rohr (Abb. 2b) ist die Energie vorzugsweise kinetischer Art. Die Impedanz ist

$$Z_R = \frac{2j\omega \rho l S \frac{|v|^2}{4}}{S^2 \frac{|v|^2}{2}} = j\omega \frac{\rho l}{S}.$$

Durch einen Wellenleiter möge eine fortschreitende ebene Welle fließen (Abb. 2c). Dann ist $T=V$ und die Impedanz ist

$$Z_W = \frac{\frac{1}{2} p \bar{v} S}{S^2 \frac{|v|^2}{2}} = \frac{\rho c}{S}.$$

Vielleicht interessieren die energetischen Impedanzdefinitionen meßtechnisch nicht so unmittelbar, weil man keine Leistungen, sondern nur Drücke messen kann. Sie sind aber der einzige Weg, Impedanzen auch in komplizierteren Fällen einwandfrei zu definieren, wie z. B. bei Wellen höherer Ordnung in einem Wellenleiter.

5. Akustische und elektromagnetische Wellenleiter

Es mag den Anschein haben, als ob die feldmäßige Betrachtung, die wir in den Vordergrund gestellt haben, die Analogiebeziehungen vom elektrischen Stromkreis nur auf das elektromagnetische Feld verlagert habe, daß sich also jetzt etwa eine Entsprechung $p, v \rightarrow E, H$ aufstellen ließe. Dem ist aber nicht so. Vielmehr entsprechen sich im Schallfeld und im elektromagnetischen Feld nur die Methoden, nicht aber die Größen selbst. Zu diesem Zweck sollen im folgenden ein akustischer und ein elektromagnetischer Wellenleiter einander gegenübergestellt werden (Abb. 3), [5].

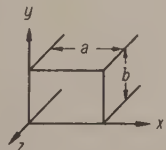


Abb. 3. Querschnitt durch den Wellenleiter (Achsenrichtungen und Abmessungen).

Durch seitliche Begrenzungen sei das Feld im Wellenleiter so eingengt, daß ein Energiestrom im wesentlichen nur in der Längsrichtung z auftritt. Im Innern der Wellenleiter gelten die Wellengleichungen:

$$\begin{aligned} \Delta p + k^2 p &= 0, & \Delta \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} &= 0, \\ \Delta \mathbf{v} + k^2 \mathbf{v} &= 0, & \Delta \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} &= 0. \end{aligned}$$

Für die Leistungsfaktoren $p, v \rightarrow E, H$ setzen wir an:

$$\begin{aligned} p &= p e^{-jk_{pz}}, & \mathbf{E} &= \mathbf{E} e^{-jk_E z}, \\ \mathbf{v} &= \mathbf{v} e^{-jk_{vz}}, & \mathbf{H} &= \mathbf{H} e^{-jk_H z}. \end{aligned}$$

Auf den Begrenzungsflächen sind bestimmte Randbedingungen zu erfüllen. Diese sind:




$$\left. \begin{aligned} p &= 0 \text{ Rand beweglich} & \mathbf{E}_z &= 0 \\ v_{x,y} &= 0 \text{ Rand starr} & \mathbf{H}_{x,y} &= 0 \end{aligned} \right\} \text{Metalloberfläche.}$$

Aus den geometrischen Abmessungen und den Randbedingungen folgen im gegebenen Fall bestimmte Eigenwerte und Eigenfunktionen. Diese lauten z. B. beim Wellenleiter mit rechteckigem Querschnitt:

$$\begin{aligned} k^2 - k_{p,v}^2 &= \pi^2 \left(\frac{m^2}{n^2} + \frac{n^2}{b^2} \right) \quad m, n = (0), 1, 2, 3 \dots \\ p &= \left[\cos \left(m\pi \frac{x}{a} \right) \cos \left(n\pi \frac{y}{b} \right) \right] = \frac{E}{H}. \end{aligned}$$

Je nachdem, ob die Wellen die Randbedingung $p=0$ oder $v=0$ erfüllen, nennen wir die Wellen p -Wellen oder v -Wellen. Die Randbedingung für p -Wellen hat Ähnlichkeit mit dem Problem der eingespannten Membran; Tabelle I, Spalte 1. Die Randbedingung

Tabelle I

p	v	v_{00}	E	H	L
					
p	v_x		E_x	H_x	E_x
v_x	v_y		E_y	H_y	E_y
v_y	v_z	v_z	E_z	H_z	
v_z	p	p	H_x	E_x	H_x
			H_y	E_y	H_y

für v -Wellen entspricht der Membran mit freiem Rand; Tabelle I, Spalte 2. p -Welle heißt also nicht, daß sie sich nur auf den Druck bezieht, sondern jede p -Welle hat Druck und Schnelle in jedem Punkte der Querschnittsebene und jede v -Welle ebenfalls Schnelle und Druck in jedem Feldpunkt. Den p - und v -Wellen entspricht ein System von E - und H -Wellen im elektro-magnetischen Fall; Tabelle I, Spalten 4 und 5. Weil die Leistungsfaktoren beide Vektoren sind, treten hier mehr Komponenten ins Spiel.

Im akustischen Wellenleiter mit starren Begrenzungen sind nur v -Wellen, im Wellenleiter mit nachgiebiger Begrenzung (Flüssigkeitsstrahl) sind nur p -Wellen möglich. Im elektromagnetischen Wellenleiter mit metallischer Umhüllung müssen gleichzeitig beide Grenzbedingungen erfüllt werden, es treten daher E - und H -Wellen gleichzeitig auf.

Man ordnet die Rohrwellen in der Reihenfolge der ganzzahligen Parameter m und n . Zu jedem m, n gehört eine Grenzfrequenz, unterhalb derer eine Wellenausbreitung in dem Wellenleiter nicht möglich ist. Die Welle mit der tiefsten Grenzfrequenz heißt die Grundwelle (dominant mode). Für die p -Welle ist dies die p_{11} -Welle. Für die v -Welle ist auch eine v_{00} -Welle möglich (Tabelle I, Spalte 3), die konstante Schnelle über dem Querschnitt hat und keine untere Grenzfrequenz aufweist. Diese v_{00} -Welle wird als Hauptwelle (principal mode) bezeichnet.

Für die v_{00} -Welle gibt es kein elektrisches Analogon im elektromagnetischen Rohrleiter, weil hierin keine E_{00} - oder H_{00} -Welle existieren kann. Man kann ihr jedoch eine dritte elektrische Wellenart zuordnen, wenn man das Zugeständnis macht, daß der Wellenleiter noch einen Mittelleiter aufweisen darf. In diesem koaxialen Kabel ist ein neuer Wellentyp, die Lecherwelle (Tabelle I, Spalte 6), möglich, die eine reine Transversalwelle ist und konstante Amplitude in jedem Querschnitt hat, also in gewissem Sinne mit der v_{00} -Welle vergleichbar ist. Gerade auf dieser etwas weit hergeholten Zuordnung hat man die übliche Analogie zwischen akustischen und elektrischen Elementen aufgebaut, wie sie uns in den Vierpolgleichungen entgegentrat.

Es besteht keine vollständige Analogie zwischen den beiden Gebieten. Wohl ist die Darstellungsweise weitgehend ähnlich und die Akustik empfängt immer wieder Anregungen aus der Theorie des elektromagnetischen Feldes. Die bloße Ähnlichkeit der beiden Gebiete läßt es aber nicht zu, daß grundlegende Begriffe, wie die Impedanz, einfach im Analogieschlußverfahren übernommen werden, sondern sie müssen aus den gegebenen Verhältnissen heraus und speziell für die Anwendungen im Schallfeld hergeleitet und entwickelt werden.

Schrifttum

- [1] Siehe z. B.: JAMES, H. M., NICHOLS, N. B. und PHILIPS, R. S., Theory of servomechanisms. Rad. Lab. Series 25, McGraw-Hill Book Co., New York 1947.
- [2] HÄHNLE, W., Die Darstellung elektromechanischer Gebilde durch rein elektrische Schaltbilder. Wiss. Veröff. Siemens **11** [1932], 1.
KLOTTER, K., Die Analogien zwischen elektrischen und mechanischen Schwingern. Ing. Arch. **18** [1950], 297.
- [3] MAWARDI, O. K., On the generalisation of the concept of impedance in acoustics. J. acoust. Soc. Amer. **23** [1951], 571.
- [4] WILLMS, W., Acustica **4** [1954], 133 (Sonderheft "Electro-Acoustics Congress", Delft 1953).
- [5] Siehe z. B. HONERJÄGER, R., Elektromagnetische Wellenleiter. Ergeb. exakt. Naturw. **26** [1952], 1.

ÜBER DIE DÄMPFUNG DER BIEGESCHWINGUNGEN DÜNNER BLECHE DURCH FEST HAFTENDE BELÄGE II

Fortschritte in der Entwicklung der Entdröhnungsmittel

von H. OBERST und G. W. BECKER

unter Mitwirkung von K. FRANKENFELD

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt (PTB) Braunschweig und Berlin

Zusammenfassung

Seit dem Erscheinen der Arbeit gleichen Titels vor etwa einem Jahr in dieser Zeitschrift sind die Stoffe mit hoher innerer Dämpfung, die als entdröhnende Beläge dünnwandiger Blechkonstruktionen benutzt werden, und die Meßmethoden zur Untersuchung ihrer dynamischen Eigenschaften weiterentwickelt worden. Darüber wird im folgenden berichtet. Die Vergleichbarkeit verschiedener Entdröhnungsmittel wird diskutiert. Es wird gezeigt, wie weichgemachte Kunststoffe mit geeigneter anorganischer Füllung systematisch auf höchste dämpfende Wirkung im gewünschten Frequenz-Temperatur-Bereich eingestellt werden können. Zum Schluß werden Probleme der praktischen Anwendung der Dämpfungstoffe erörtert.

Summary

A paper having the same title as the present one appeared in this journal nearly one year ago. Since then progress has been made in the development of the materials having high internal energy losses, which are used for damping the vibrations of thin sheet metal. The technique for measuring the dynamical properties of those materials has been completed. The advances made are described in the present paper. The possibility of comparing different damping substances is discussed. It is shown how a maximum of damping efficiency in the desired ranges of frequency and temperature can systematically be obtained in the case of plasticized high polymers mixed with appropriate inorganic filling materials. Finally problems of the practical applications of the damping mixtures are discussed.

Sommaire

Depuis la parution dans la présente revue, il y a environ un an, d'un travail portant le même titre, on a encore perfectionné les matériaux à grand amortissement interne, qui sont employés pour amortir les vibrations dans les structures en tôle mince, ainsi que les méthodes de mesure des caractéristiques dynamiques de ces matériaux. On rend compte de ces perfectionnements dans ce nouvel article. On discute la possibilité de comparer différents moyens propres à diminuer les vibrations. On montre comment on peut conférer systématiquement une capacité d'amortissement très élevée, dans le domaine fréquence-température le plus utile, à des produits synthétiques, plastifiés, en y ajoutant une charge minérale appropriée. On examine enfin les problèmes de l'emploi pratique des matériaux amortissants.

1. Einleitung

Vor etwa einem Jahr wurde in einer Arbeit gleichen Titels [1], im folgenden als Teil I bezeichnet, über die theoretische und experimentelle Untersuchung der Wirkung sogenannter Entdröhnungsmittel berichtet, die als fest haftende Beläge zur Dämpfung der Biegeschwingungen dünner Bleche in Fahrzeugkarosserien, Maschinenaggregaten, Lüftungskanälen usw. verwendet werden. Inzwischen berichteten auch VAN ITTERBEEK und MYNCKE über Untersuchungen der Schwingungen von Stahlplatten, die mit dünnen Schichten dämpfender Materialien bedeckt waren [2], wobei sie besonders auf die Temperaturabhängigkeit der dämpfenden Wirkung hinwiesen. In der Entwicklung der Entdröhn-

ungsmittel sind im letzten Jahre erhebliche Fortschritte erzielt worden, die Erkenntnisse über die für den gegebenen Zweck anzustrebenden dynamischen Eigenschaften der Materialien haben sich vertieft, und wesentliche Verbesserungen der Stoffe waren zu verzeichnen; so hat man gelernt, dämpfende Stoffmischungen durch richtige Dosierung der Komponenten auf höchstmögliche Wirkung bei geringer Temperaturabhängigkeit einzustellen.

Die zum Teil sehr hohen Dämpfungen der Bleche mit Belag machten eine Weiterentwicklung der im Teil I beschriebenen Meßverfahren erforderlich. Darüber wird im folgenden berichtet (Abschnitt 2). Weiter wird eine Frage diskutiert, die immer wieder aus den Kreisen der Verbraucher von Entdröhnungs-

mitteln an die Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB) gerichtet wird; das ist die Frage nach einem geeigneten Vergleichsmaß für die verschiedenen Entdröhnungsmittel, die von den Herstellern angeboten werden. Die Grundlagen für die Schaffung eines solchen Maßes wurden schon im Teil I behandelt. Wie stets besteht auch im vorliegenden Falle der Wunsch, die Stoffe durch eine einzige Zahl charakterisieren zu können, die auch dem Nichtfachmann den Vergleich erlaubt. Diese Möglichkeit ist dann gegeben, wenn der Verlustfaktor des betreffenden Materials im interessierenden Bereich nahezu frequenzunabhängig ist, was oft zutrifft. Für alle vorkommenden Anwendungszwecke reicht diese Charakterisierung jedoch nicht aus. In jedem Falle genügen zur Beschreibung der dämpfenden Wirkung Kurvenscharen mit der Frequenz als Parameter, in denen der Verlustfaktor der Bleche mit Belag über dem Verhältnis der Massen des Belages und des Bleches aufgetragen ist (s. dazu Abschnitt 3).

Wie schon früher gezeigt wurde, muß man zur Erzielung hoher Blechdämpfungen bei verhältnismäßig kleiner Belagdicke neben hohen inneren Energieverlusten eine große Steifigkeit der Entdröhnungsmittel anstreben. In Fahrzeugen ist eine wesentliche Erhöhung des Gesamtgewichtes durch die dämpfenden Beläge unerwünscht; deshalb sind für diesen speziellen Zweck kleine Dichten der Belagmaterialien von Vorteil.

Unter den Stoffen, mit denen hohe Blechdämpfungen erreicht werden, spielen weichgemachte, mit einer leichten anorganischen Substanz, dem sogenannten Vermiculit, gefüllte Kunststoffe eine Rolle; sie zeichnen sich durch eine verhältnismäßig kleine Dichte aus.

Vermiculit [3] ist ein expandierter Glimmer, der bei Erhitzung auf etwa 1200° C aufbläht, wobei sein Raumgewicht auf mindestens den zehnten Teil (auf weniger als 0,2 p/cm³) heruntergeht. Außer diesem Vorzug weist Vermiculit andere auf, die für viele Anwendungszwecke erwünscht sind; das Material ist ein guter Wärmedämmstoff, unbrennbar und schimmelfest. Es kann aus Abfallglimmer gewonnen werden. In Amerika wird es anstelle von Sand und Kies als Zuschlagstoff zu Mörtel und Beton benutzt; sein niedriges Raumgewicht ist dabei von Vorteil.

Diese Eigenschaft macht Vermiculit auch als Füllstoff in Entdröhnungsmitteln besonders geeignet. Bei richtiger Dosierung des Materials kann man gleichzeitig die verlangten Eigenschaften einer hohen Steifigkeit und einer kleinen Dichte der dämpfenden Beläge erreichen, die es erlaubt, im Falle der Begrenzung der zulässigen Höchstmasse des Belages verhältnismäßig dicke Belagschichten aufzubringen; mit zunehmender Dicke wächst aber

in dem praktisch in Frage kommenden Dickenbereich die Blechdämpfung durch das Entdröhnungsmittel stark an.

Die Frage drängt sich auf, wie man Weichmachergehalt und Füllstoffmenge wählen muß, um höchstmögliche Blechdämpfungen im interessierenden Frequenz-Temperatur-Bereich zu erzielen. Die Untersuchung der Abhängigkeit von den Mischungskomponenten ergab sehr übersichtliche Zusammenhänge, die sich an Hand neuerer Erkenntnisse aus der Physik der Hochpolymeren leicht deuten lassen. Wie im Abschnitt 4 gezeigt wird (s. dazu auch [4]), kann man durch passende Wahl des Weichmachergehaltes ein Gebiet mechanischer Dispersion des weichgemachten Kunststoffes bei den Gebrauchstemperaturen in den gewünschten Frequenzbereich legen; bei der Kreisfrequenz, die gleich der reziproken Hauptrelaxationszeit des Gebietes ist, erhält man ein Maximum der Absorption, das sich bei Änderung des Füllstoffgehaltes nur wenig verschiebt. Dieser wird so dosiert, daß die Steifigkeit des Belages ein Maximum wird, wobei die Dichte des Belages etwa auf die Hälfte der Dichte des ungefüllten Kunststoffes heruntergeht. Bei dieser optimalen Einstellung der Mischungskomponenten ist die Temperaturabhängigkeit der Blechdämpfung im interessierenden Bereich nur gering, und auch der Einfluß der Alterung macht sich nur verhältnismäßig wenig bemerkbar.

Die Entwicklung der Entdröhnungsmittel hat damit einen Stand erreicht, der nur schwer zu überbieten sein dürfte. Im Abschnitt 5 wird die Frage der Grenzen diskutiert, die der Entwicklung gesetzt sind. Neben den im Abschnitt 4 besprochenen gibt es noch eine Reihe anderer Entdröhnungsmittel, mit denen hohe Blechdämpfungen bei tragbaren Verhältnissen der Massen des Belages und des Bleches erzielt werden. Dekremente der Bleche mit Belag von der Größenordnung Eins sind heute erreich-

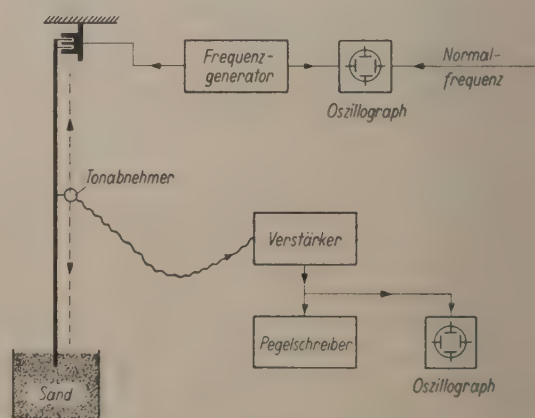


Abb. 1. Schematische Darstellung der Meßeinrichtung.

bar. Damit sind den Verbrauchern hochwirksame Stoffe in die Hand gegeben. Das Ziel der künftigen Entwicklung kann es nicht so sehr sein, diese Stoffe weiter zu verbessern, als vielmehr, sie sinnvoll anzuwenden. Auch auf diese Frage wird noch im Abschnitt 5 näher einzugehen sein.

2. Weiterentwicklung der Meßverfahren

Das im Teil I [1] beschriebene Meßverfahren, mit dem zur Bestimmung der Blechdämpfung Halbwertsbreiten von Resonanzkurven oder Abklingzeiten gedämpfter Eigenschwingungen gemessen werden¹, versagt bei sehr hohen Dämpfungen und im Vergleich zur Länge der Meßproben (langer schmaler Blechstreifen mit Belag) kurzen BiegeWellenlängen. In diesem Falle kann man nicht mehr von Eigenschwingungen der Streifen sprechen, und auch Resonanzen bei stationärer Erregung bilden sich nicht mehr aus. Ein anderes Verfahren ist dann angemessen, das die Amplitudenabnahme fortschreitender BiegeWellen, die an einem Ende erregt werden, mit wachsender Entfernung von diesem Ende zu messen erlaubt.

Die Blechstreifen haben die gleiche Beschaffenheit wie die im Teil I beschriebenen. Ihre Länge beträgt 120 cm, die Breite 3 cm und die Dicke etwa 1 mm; die dämpfende Belagschicht ist auf eine Seite des Streifens festhaftend aufgetragen.

Die Meßapparatur für die Untersuchung der gedämpften fortschreitenden Wellen ist in Abb. 1 schematisch dargestellt. Der Streifen ist am oberen Ende fest mit der Schwingspule eines elektrodynamischen Systems, das als Körperschallsender wirkt, verbunden und hängt daran frei. Das System wird von einem Frequenzgenerator (RC-Generator) stationär erregt und übt auf das obere Ende eine periodische Querkraft aus. Am unteren Ende ist der Streifen zur Verminderung der Reflexion in feinen trockenen Sand eingebettet. Damit wird erreicht, daß bei hoher Dämpfung die reflektierte Welle auf

ihrem Wege zum Sender schnell abklingt; ihre Amplitude wird in genügend großem Abstand vom unteren Ende gegenüber der vom Sender ausgehenden Welle unmerklich klein.

Zur Amplitudenmessung dient ein Kristalltonabnehmer, der mit seiner Nadel am Streifen entlang geführt wird. Er ist pendelnd gehaltert, so daß sein Anlagedruck gegen das Blech möglichst klein und immer gleich ist. Die im Tonabnehmer erzeugte Wechselspannung wird über einen Resonanzverstärker einem Pegelschreiber und einem Kathodenstrahloszillographen zugeführt. Der Oszillograph dient zur Überwachung des zeitlichen Schwingungsverlaufes. Der Vorschub des Abnahmesystems ist über eine biegsame Welle mit dem des Registrierstreifens des Pegelschreibers verbunden. Dieser zeichnet die mit zunehmender Entfernung vom Sender längs des Streifens exponentiell abnehmende Amplitude der fortschreitenden Welle bis in die Nähe des unteren Endes als Gerade auf, deren Neigung ein Maß für die Dämpfung ist. Wenn diese genügend groß ist, belastet der Tonabnehmer das Blech nicht merklich dynamisch; andernfalls wird die Welle an ihm teilweise reflektiert, was sich in einer mehr oder weniger starken Welligkeit der sonst geraden Meßkurve bemerkbar macht.

Nach Gl. (27) des Teiles I gewinnt man den Verlustfaktor des Bleches mit Belag an Hand der Beziehung

$$\eta = D_l \cdot \lambda / 13,6,$$

worin D_l die Pegelabnahme der gedämpften fortschreitenden Welle in dB/m und λ die BiegeWellenlänge in m ist.

Zur Bestimmung von λ wird bei kontinuierlicher Abtastung der Amplitude längs des Streifens die vom Empfänger gelieferte Wechselspannung mit einem Regelverstärker konstant gehalten und am Eingang des Meßgerätes, z. B. des Oszillographen, einer vom Frequenzgenerator abgegriffenen gleich großen Bezugswechselspannung überlagert. Immer dann, wenn die Phase der Empfängerspannung gegen die Bezugsspannung um π verschoben ist, erhält man scharfe Nullstellen der Gesamtspannung. Der Abstand benachbarter Punkte auf dem Streifen, die den Nullstellen zugeordnet sind, ist gleich λ .

Kennt man die Wellenlänge λ und die Frequenz f , die in der im Teil I (Abschnitt 3) beschriebenen Weise mit großer Genauigkeit gemessen wird, kann man $\sqrt{B/m}$ (B die Biegesteife, m die Masse des belegten Streifens je Längeneinheit) an Hand der Gl. (7) des Teiles I (bei nicht zu großen Verlustfaktoren η) mit der BiegeWellengeschwindigkeit $c = f \cdot \lambda$ berechnen. Es ist

$$\sqrt{B/m} = f \cdot \lambda^2 / 2\pi.$$

¹ Ein Meßverfahren, das der im Teil I behandelten Resonanzmethode sehr ähnlich ist, hat W. P. VAN OORT, Amsterdam, für die Untersuchung der dynamisch-mechanischen Eigenschaften plastischer Stoffe entwickelt [5]. Auch er benutzt „lamellierte Stäbe“, die aus einem metallischen Träger, einem dünnen Blech, und einer darauf aufgetragenen Schicht des plastischen Materials bestehen. Das Blech dient hier nur als Stütze des Materials, aus dem formbeständige Stäbe nicht mehr hergestellt werden können. Auch VAN OORT führt die Theorie der Biegeschwingungen der lamellierten Bleche durch; neben den einseitig belegten Metallstreifen behandelt er den Streifen mit Belag auf beiden Seiten. Die Ergebnisse der Theorie erlauben die Berechnung des dynamischen Elastizitätsmoduls und des mechanischen Verlustwinkels der plastischen Substanz aus den gemessenen Resonanzfrequenzen und Halbwertsbreiten der Resonanzkurven.

Bei Kenntnis von $\sqrt{B/m}$ und der entsprechenden Größe $\sqrt{B_1/m_1}$ für den unbelegten Blechstreifen gewinnt man leicht $\sqrt{B/B_1}$, und man kann in der im Abschnitt 2 des Teiles I angegebenen Weise weiter verfahren, um den Elastizitätsmodul E_2 des Belagmaterials und dessen Verlustfaktor η_2 zu bestimmen.

Dieses Verfahren, bei dem fortschreitende Wellen untersucht werden, bietet den Vorteil, daß man mit ihm bei beliebig gewählten Frequenzen messen kann. Seine Genauigkeit ist praktisch die gleiche wie die der im Teil I behandelten Meßmethoden. Die Wellenlänge λ ist um so sicherer bestimmbar, je größer die Länge des Meßstreifens gegen λ ist. Im allgemeinen ist der Meßfehler von $\sqrt{B/B_1}$, in den die Fehler von f , λ , m usw. eingehen, auch hier noch so klein, daß E_2 mit gleicher Genauigkeit wie bei den anderen Verfahren ermittelt werden kann.

Damit stehen die Meßmethoden für alle praktisch vorkommenden Größenbereiche der Dämpfung von Blechen durch die Entdröhnungsmittel zur Verfügung. Die kleinsten Dämpfungen wird man durch Messung der Abklingzeiten von Eigenschwingungen bestimmen, doch kommt für diesen Bereich auch das Resonanzverfahren in Frage, das für mittlere Dämpfungen bis in die Nähe von $\eta = 0,1$ und bei tiefen Frequenzen des interessierenden Bereichs auch noch für Werte $\eta > 0,1$ angemessen ist. Etwa bei $\eta = 0,1$ beginnt der Dämpfungsbereich, in dem zweckmäßig die Amplitudenabnahme fortschreitender Wellen längs der Streifen gemessen wird. In der Umgebung dieses η -Wertes liefert das Verfahren den Verlustfaktor verhältnismäßig genau bei hohen Frequenzen (in der Nachbarschaft von 1000 Hz); bei tiefen Frequenzen (um 100 Hz) versagt es, doch kann dort η mit der Resonanzmethode bestimmt werden. Unter Umständen muß zu diesem Zwecke der Meßstreifen in der Länge halbiert werden.

Die Dämpfungsbereiche überlappen einander so, daß man meistens die mit einem der drei Verfahren gemessene Frequenzkurve des Verlustfaktors in bestimmten Frequenzbereichen mit einem der beiden anderen Verfahren kontrollieren kann. Von dieser Möglichkeit wird bei den Messungen in der PTB stets Gebrauch gemacht.

3. Vergleichbarkeit verschiedener Entdröhnungsmittel Vergleichsmaße

Die Wirksamkeit der Dämpfung von Blechen durch die Entdröhnungsmittel wird bei gegebener Temperatur vollständig charakterisiert durch Kurvenscharen mit der Frequenz als Parameter, die den Verlustfaktor η der Bleche mit Belag als Funktion des Verhältnisses der Dicken oder der Massen des

Belages und des Bleches darstellen (vgl. Abb. 10 im Teil I [1]), oder auch durch eine solche Kennkurve für eine mittlere Frequenz des interessierenden Bereichs und eine Reihe zugehöriger Frequenzkurven des Verlustfaktors η . Die zweite Möglichkeit wird im folgenden behandelt (s. dazu Abb. 2 und 3).

Die Kennkurven umfassen zwei charakteristische Bereiche, die im folgenden mit A und B bezeichnet werden. Bei den kleinen Dickenverhältnissen $\xi = d_2/d_1$ und Massenverhältnissen $\mu = m_2/m_1$ des Bereiches A (d_1 , m_1 Dicke und Masse des Bleches, d_2 , m_2 die entsprechenden Größen des Belages) steigt der Verlustfaktor mit der Dicke oder der Masse des Belages bis zu einer gewissen Grenze monoton an, und zwar nimmt bei den Elastizitätsmoduln praktisch brauchbarer Entdröhnungsmittel η angenähert proportional mit ξ^2 und μ^2 zu. Im Bereich B oberhalb der Grenze ist $\eta \approx \eta_2$ (η_2 der Verlustfaktor des Belagmaterials); eine Vergrößerung der Belagdicke erhöht hier die Blechdämpfung nicht mehr wesentlich (s. dazu Abb. 3).

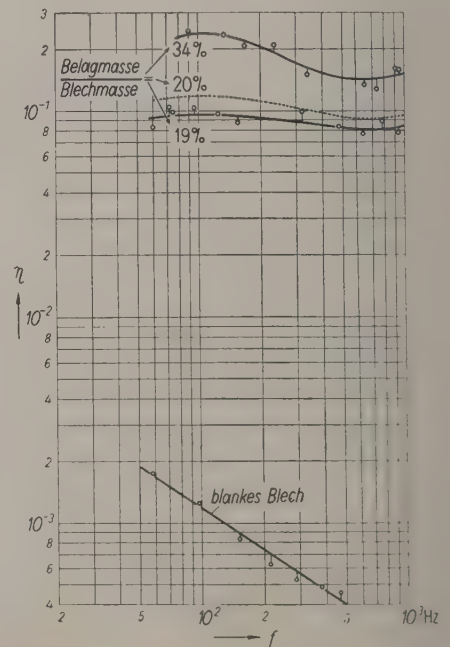


Abb. 2. Verlustfaktor η von Blechen mit dämpfenden Belägen verschiedener Dicken in Abhängigkeit von der Frequenz f ; Temperatur 20° C.

Im Anstiegsbereich A ist η dem Produkt $\eta_2 E_2$ proportional, also dem Imaginärteil des dynamischen Elastizitätsmoduls $\bar{E}_2 = E'_2 + jE''_2$. Im Teil I der Arbeit wurde dieser in der Form $\bar{E}_2 = E_2(1 + j\eta_2)$ dargestellt; es ist also $E'_2 = E_2$ und $E''_2 = \eta_2 E_2$. Im übrigen hängt η im Bereich A im wesentlichen nur vom Dickenverhältnis ξ ab; die Dichte ρ_2 des Belagmaterials

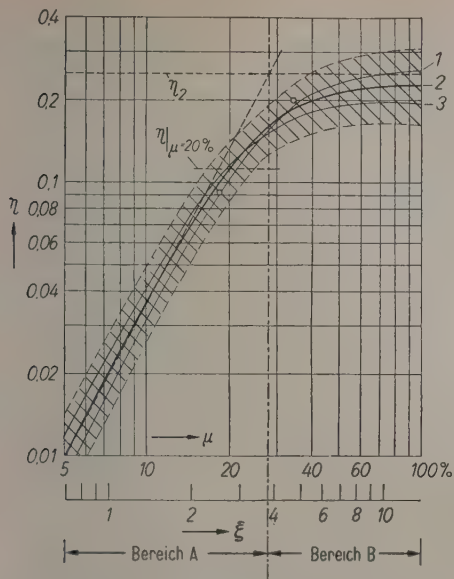


Abb. 3. Kennkurve des Verlustfaktors η für die mittlere Frequenz 200 Hz bei 20° C.
Kurven 1, 2 und 3 berechnet für verschiedene Wertepaare a, η_2 :
Kurve 1: $a = 5,5 \cdot 10^{-3}, \eta_2 = 0,28$,
Kurve 2: $a = 7,5 \cdot 10^{-3}, \eta_2 = 0,25$,
Kurve 3: $a = 9,5 \cdot 10^{-3}, \eta_2 = 0,22$;
 $a = E_2/E_1$ = Verhältnis der Elastizitätsmoduln, η_2 = Verlustfaktor des Belagmaterials, $\mu = m_2/m_1$ = Belagmasse/Blechmasse, $\xi = d_2/d_1$ = Belagdicke/Blechdicke.

spielt dabei keine Rolle. Zwei Materialien mit gleichen Konstanten E_2 und η_2 und verschiedenen Dichten ρ_2 ergeben bei gleichem Dickenverhältnis ξ gleiche η -Werte; dies gilt auch noch sehr nahe, wenn nicht die Werte E_2 und η_2 einzeln, sondern nur die Imaginärteile E_2'' übereinstimmen. Ein vorgegebener η -Wert wird dann also mit dem spezifisch leichteren Material bei einem kleineren Massenverhältnis μ erreicht. Die manchmal geäußerte Ansicht, daß man zur Erzielung hoher Blechdämpfungen schwere dämpfende Stoffe braucht, ist also nicht richtig.

Bei den praktischen Anwendungen, besonders in Fahrzeugen, werden oft möglichst kleine Belagmassen verlangt. Nur Bereich A ist dann von Interesse. In diesem Falle ist die Charakterisierung der dämpfenden Wirkung durch eine einzige Zahl möglich, wenn E_2'' gar nicht oder wenig von der Frequenz abhängt. Es ist dann zweckmäßig, den Verlustfaktor η für ein bestimmtes Massenverhältnis als Vergleichszahl zu wählen. Im Teil I ist dies bereits geschehen (s. dort Abb. 12); dort wurden die η -Werte verschiedener Dämpfungsstoffe für $\mu = 20\%$ verglichen. Das Verhältnis dieser Vergleichszahlen zweier Materialien gilt sehr nahe auch für das Verhältnis der η -Werte bei allen anderen interessierenden

Massenverhältnissen μ des Bereichs A; die Definition der Vergleichszahl ist also sinnvoll. Daß in diesem Falle möglichst kleine Dichten ρ_2 anzustreben sind, liegt nach dem oben Gesagten auf der Hand.

Ganz anders können die Dinge liegen, wenn es auf eine Begrenzung der Belagmasse nicht ankommt. Dies mag vor allem der Fall sein bei der Entdröhnung ortsfester Anlagen, besonders wenn die Kostenfrage von untergeordneter Bedeutung ist. Dann interessiert auch der Bereich B. Während nun im Bereich A E_2'' und ξ die entscheidenden Größen sind, ist dies im Bereich B der Verlustfaktor η_2 des Belages. Ihn muß man möglichst groß machen, wenn bei unbegrenzter Belagmasse möglichst hohe η -Werte erreicht werden sollen. Es ist dann zweckmäßig, μ nur bis zur unteren Grenze des Bereichs B zu steigern, weil eine weitere Erhöhung der Belagmasse den Verlustfaktor η nicht mehr erhöht. Nach den bisherigen Erfahrungen liegt bei den handelsüblichen hochwertigsten Entdröhnungsmitteln die Verhältniszahl $a = E_2/E_1$ ($E_1 = 2 \cdot 10^{12}$ dyn/cm² der Elastizitätsmodul des Stahles) etwa im Bereich $10^{-3} \lesssim a \lesssim 10^{-2}$; nach Abb. 3 des Teiles I dieser Arbeit liegt die zugehörige untere Grenze des Bereichs B etwa im Intervall $4 \lesssim \xi \lesssim 10$ des Dickenverhältnisses. Um diese Grenze des Bereichs B einzustellen, benötigt man danach Massenverhältnisse oberhalb etwa $\mu = 30\%$, die unter Umständen $\mu = 100\%$ überschreiten können.

Die vollständige Charakterisierung eines Entdröhnungsmittels erfordert also die Kenntnis zweier dynamischer Kenngrößen, die von der Frequenz abhängen können (z. B. E_2'' und η_2 oder auch E_2 und η_2) und außerdem der Dichte ρ_2 . Die Kennkurven, die η in Abhängigkeit von ξ und μ darstellen, sind eindeutig durch $a = E_2/E_1$, η_2 und ρ_2 bestimmt. Diese Größen können grundsätzlich schon durch Messung an einem einzigen Blechstreifen mit dämpfendem Belag ermittelt werden, doch ist der Verlauf der Kurve in dieser Weise noch nicht mit befriedigender Sicherheit festgelegt; mindestens zwei Streifen mit verschiedenen Belagdicken sind für diesen Zweck erwünscht.

Die Abb. 2 und 3 zeigen der Praxis entnommene Kurvenbeispiele, die zur Veranschaulichung der Gegebenheiten dienen mögen. In der Abb. 2 sind zunächst die für ein Entdröhnungsmittel an Blechstreifen verschiedener Belagdicke bei 20° C gemessenen Frequenzkurven des Verlustfaktors η wiedergegeben. Die zugehörige Kennkurve ist in der Abb. 3 dargestellt. Sie ist berechnet für die Frequenz 200 Hz mit Hilfe der Kenngrößen, die durch Messungen an den Probestreifen in der schon im Teil I (Abschnitt 4) angegebenen Weise ermittelt wurden. Die Bestimmung von a aus den Kurvenscharen der Abb. 2

(Teil I) an Hand der Meßwerte $\sqrt{B/E_1}$ und ξ ist etwas unsicher, weil die Dicken d_2 der Belagschichten längs der Streifen Schwankungen aufzuweisen pflegen, die erheblich sein können. Hinzu kommt, daß Abweichungen der für verschiedene Meßstreifen ermittelten a -Werte voneinander auftreten, die nicht auf Meßungenauigkeiten und Unsicherheiten der Bestimmbarkeit einzelner Größen, sondern auf realen Unterschieden der Steifigkeiten beruhen. Diese können auf Unterschiede in der Fertigung und andere Ursachen zurückzuführen sein; z. B. können Oberflächenhäute des Belages eine Rolle spielen, die steifer als die Belagschichten im Inneren sind und den Elastizitätsmodul E_2 scheinbar erhöhen. Es liegt auf der Hand, daß solche Häute besonders bei dünnen Belägen ins Gewicht fallen. Unterschiede der gemessenen Dichten ρ_2 verschiedener Streifen können übrigens die gleichen Ursachen haben. Aus allen diesen Gründen muß man für a einen verhältnismäßig weiten Unsicherheitsbereich um den für das Material charakteristischen Mittelwert annehmen.

Die mittlere der drei ausgezogenen Kurven der Abb. 3 gilt für den Mittelwert a , die beiden anderen gelten für die Grenzwerte des Unsicherheitsbereiches dieser Verhältniszahl. Wenn a gegeben ist, kann an Hand der Kurvenscharen der Abb. 3 des Teiles I für jeden Meßstreifen der Wert η/η_2 bestimmt werden, der zusammen mit dem zugehörigen Meßwert η bei gegebener Frequenz und Temperatur den Verlustfaktor η_2 liefert. Dieser ist im gleichen Maße unsicher wie die Verhältniszahl a , mit deren Hilfe er bestimmt wird; wenn a zu groß gewählt wird, erhält man einen zu kleinen Wert η_2 . Die für die Streifen verschiedener Dicke des betreffenden Belagmaterials bestimmten η_2 -Werte wurden gemittelt und in dieser Weise die zu den drei Kurven der Abb. 3 gehörenden Wertepaare a , η_2 gewonnen. Es ist zu bemerken, daß der Imaginärteil $E_2'' = a\eta_2 E_1$ des dynamischen Elastizitätsmoduls mit einer wesentlich geringeren Unsicherheit als a und η_2 einzeln behaftet ist. Die gestrichelt in Abb. 3 eingezeichneten Grenzkurven tragen noch den zufälligen Streuungen der Meßwerte Rechnung; innerhalb der schraffierten Bereiche hat man für eine Meßprobe mit beliebigem Massenverhältnis μ den Verlustfaktor η zu erwarten, sofern das Belagmaterial der Probe genügend genau demjenigen der Streifen entspricht, mit deren Hilfe die Kennkurven ermittelt wurden.

Entsprechend der Art ihrer Bestimmung verlaufen die drei ausgezogenen Kurven im Bereich der μ -Werte der Meßproben dicht beieinander. Außerhalb dieses Bereiches entfernen sie sich naturgemäß voneinander, der Unsicherheitsbereich von η wird breiter und eine Vorhersage von η -Werten für bestimmte Verhältniszahlen μ unsicherer.

Aus der Abb. 3 entnimmt man für beliebiges Massenverhältnis μ den Verlustfaktor η bei 200 Hz. Die Frequenzkurve von η für den gegebenen Parameterwert μ erhält man, wenn man den durch η bei 200 Hz bestimmten Punkt in Abb. 2 einträgt und durch diesen die Parallele zu den Frequenzkurven der Abbildung zieht. In dieser Weise wurde die in Abb. 2 gestrichelt eingezeichnete η -Kurve für $\mu = 20\%$ ermittelt.

Die folgenden Kenngrößen, die den Verlauf der mittleren Kurve der Abb. 3 festlegen, charakterisieren das Entdröhnungsmittel bei 200 Hz und 20°C:

$$a = E_2/E_1 = 7,5 \cdot 10^{-3}, \quad E_2 = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ dyn/cm}^2.$$

$$\eta_2 = 0,25, \quad E_2'' = \eta_2 E_2 = 3,7 \cdot 10^9 \text{ dyn/cm}^2,$$

$$\rho_2 = 0,57 \text{ g cm}^{-3}, \quad \eta_1|_{\mu=20\%} = 0,12.$$

Bei der Wertung der Dämpfungsstoffe an Hand der Kenngrößen und von Kurven wie denen der Abb. 2 und 3 ist zu beachten, daß die Materialien meistens neben den akustischen auch andere Forderungen zu erfüllen haben, z. B. die einer guten Haftfestigkeit, einer guten Wirkung als Dichtungsmittel oder als Schutz gegen Steinschlag unter den Böden von Kraftfahrzeugen usw. Außerakustische Vorzüge eines Materials können die etwas höheren η -Werte eines anderen bei gegebenem μ unter Umständen aufwiegen; man sollte sie beim Vergleich nicht außer acht lassen und kleinen Unterschieden der Verlustfaktoren bei gleichen Massenverhältnissen im allgemeinen ein nicht zu hohes Gewicht beimessen, zumal bei einer strengen Wertung der Stoffe auch deren Temperaturabhängigkeit und Alterung beachtet werden muß.

4. Die Einstellbarkeit maximaler Dämpfungen im Falle weichgemachter Kunststoffe mit anorganischer Füllung

Bei der in der Einleitung angeführten Untersuchung des Entdröhnungsmittels aus einem weichgemachten Kunststoff mit Vermiculitfüllung dienten als Meßproben schmale, dünne Streifen aus den verschiedenen Mischungen^{2,3}. An ihnen wurde der dynamische Elastizitätsmodul des Materials in Abhängigkeit von den Mischungskomponenten un-

² Die Meßproben für diese Untersuchungen wurden von der Fa. Dr. A. STANKIEWICZ, Celle, angefertigt; die Verfasser sind Herrn Dr. STANKIEWICZ für sein Einverständnis mit der Veröffentlichung der Ergebnisse zu Dank verpflichtet.

³ Die Messungen wurden ausgeführt von der technischen Assistentin Frä. M.-L. ANGELROTH und Herrn cand. phys. H. SIEGERT, die auch an der Auswertung der Meßergebnisse beteiligt waren.

mittelbar gemessen. Die Proben wurden in gleicher Weise wie die dämpfenden Blechbeläge angefertigt; denn ihre elastischen Eigenschaften hängen stark von der Herstellungsart ab. Wie die Beläge wurden sie auf eine glatte Unterlage gespritzt, wobei durch passende Maßnahmen dafür gesorgt war, daß sie sich leicht von dieser ablösen ließen.

Die Meßverfahren werden in einer späteren Arbeit eingehender beschrieben werden. Sie sind im wesentlichen den bei der Untersuchung von Blechen mit dämpfendem Belag benutzten Verfahren ähnlich; bei kleinen und mittleren Dämpfungen wird auch in diesem Falle eine Resonanzmethode benutzt, bei großen Dämpfungen wird der Amplitudenabfall fortschreitender Wellen längs der Streifen untersucht.

Die Streifen haben eine Breite von etwa 8 mm und eine Dicke von 3 bis 4 mm. Beim Resonanzverfahren sind sie an einem Ende fest eingespannt, am anderen frei; die freie Probenlänge wird im Bereich zwischen 10 und 30 cm variiert. Mit elektromagnetischen Systemen werden in geeigneter Weise die Biegeschwingungen am unteren (freien) Streifenende erregt und die relativen Amplituden in der Nähe der Einspannstellen gemessen. Aus den Resonanzfrequenzen werden die Elastizitätsmoduln E_2 und aus den relativen Halbwertsbreiten der Resonanzkurven die Verlustfaktoren η_2 ermittelt.

Bei der Untersuchung der stark gedämpften fortschreitenden BiegeWellen ist wieder ein Streifenende eingespannt, am anderen ist ein kleines piezoelektrisches System als Empfänger befestigt, das einen Quarzbiegeschwinger enthält. Der Schwingungserreger (Sender), ein elektrodynamisches System, ist längs des Streifens verschiebbar angeordnet. Er wird bei konstanter erregender Kraft kontinuierlich dem Empfänger genähert. Bei genügend großem Abstand des Senders von den Streifenenden sind die dort reflektierten Wellen am Orte des Senders bereits so weit abgeklungen, daß sie nicht mehr stören. Die Amplitude am Empfänger wird mit einem logarithmisch anzeigenden Pegelschreiber als Funktion des Abstandes Sender—Empfänger aufgezeichnet und aus der Neigung der so gewonnenen Geraden und der gemessenen BiegeWellenlänge der Verlustfaktor η_2 bestimmt. Frequenz und Wellenlänge liefern die Ausbreitungsgeschwindigkeit der BiegeWellen und den Elastizitätsmodul E_2 .

Die Apparaturen sind in Thermostaten untergebracht, so daß die Frequenz- und Temperaturabhängigkeit des dynamischen Elastizitätsmoduls im interessierenden Bereich untersucht werden können.

Man muß bei den Messungen an den Streifen verschiedener Mischungsverhältnisse mit relativ großen Streuungen der Meßwerte rechnen. Die Gründe hierfür sind die gleichen wie die im Abschnitt 3 für den

Fall der dämpfenden Blechbeläge angeführten. Neben den Dickenschwankungen längs der Streifen, Unterschieden in der Fertigung, Oberflächenhäuten usw. kommen als Gründe für die Streuungen der Kennwerte Unterschiede des molekularen Gefüges (auch bei Proben gleichen Weichmacher- und Füllstoffgehaltes) und dessen Änderungen im Laufe der Zeit, die Alterung, in Frage.

Auf besondere Schwierigkeiten stießen die Untersuchungen an ungefüllten Proben. Der weichgemachte Kunststoff ohne Füllstoff ist als Spritzbelag z. B. für Karosserien ungeeignet, weil Blasenbildung in der dämpfenden Schicht schwer zu vermeiden ist. Es gelang, blasenfreie Meßstreifen aus dünnen Schichten aufzubauen, die schrittweise in hinreichend großen Zeitabständen aufgespritzt wurden, bis die gewünschte Dicke der Proben erreicht war. So hergestellte Streifen zeichneten sich durch eine hohe Steifigkeit aus, die etwa zehnmal größer als die der blasenhaltigen Proben war. Dieses Beispiel zeigt besonders deutlich, daß die von der Fertigungsart abhängigen Schwankungen der elastischen Kennwerte unter ungünstigen Umständen beträchtlich sein können.

Der weichgemachte Kunststoff ist bei den Gebrauchstemperaturen (in der Umgebung der Zimmertemperatur) gummielastisch. Bekanntlich beobachtet man im gummielastischen Bereich der Hochpolymeren dielektrische und mechanische Relaxationserscheinungen, die sich durch Dispersionsgebiete, in denen die Absorption Maxima durchläuft, bemerkbar machen [6]. Die Ursache der mechanischen Dispersion ist die verzögerte Einstellung molekularer Zusammenhaltsmechanismen auf das neue Gleichgewicht im Falle einer plötzlichen Verformung des Stoffes. Sie äußert sich phänomenologisch in der Relaxation der mechanischen Spannung gegenüber der Verformung. Liegt nur ein einziger Zusammenhaltsmechanismus mit der Relaxationszeit τ vor, so wird das Dispersionsgebiet bei periodischen Verformungen durchlaufen, wenn die Kreisfrequenz ω durch den Wert $1/\tau$ hindurchgeht; der Elastizitätsmodul E steigt in diesem Gebiet mit wachsendem ω an, bei $\omega = 1/\tau$ wird das Maximum der Absorption erreicht. Tatsächlich sind die Relaxationszeiten stets mehr oder weniger stark „verschmiert“, und es gibt meist ein ganzes Relaxationsspektrum mit verschiedenen breiten und mehr oder weniger scharf getrennten „Linien“, in denen sich die Relaxationszeiten der einzelnen molekularen Mechanismen häufen. Man beobachtet dann auch mehrere Maxima in den Frequenzkurven des Verlustfaktors oder des Imaginärteils des dynamischen Elastizitätsmoduls.

Der Weichmachergehalt wurde beim gegebenen Kunststoff (zunächst ohne anorganische Füllung) so

gewählt, daß ein Hauptmaximum des Verlustfaktors in dem bei Kraftfahrzeugen interessierenden Frequenz-Temperatur-Bereich um 100 Hz und 20° C lag. Abb. 4 zeigt die an einer Probe dieser Mischung gemessenen Frequenzkurven des Elastizitätsmoduls E_2 und des Verlustfaktors η_2 für verschiedene Temperaturen als Parameter. Man sieht,

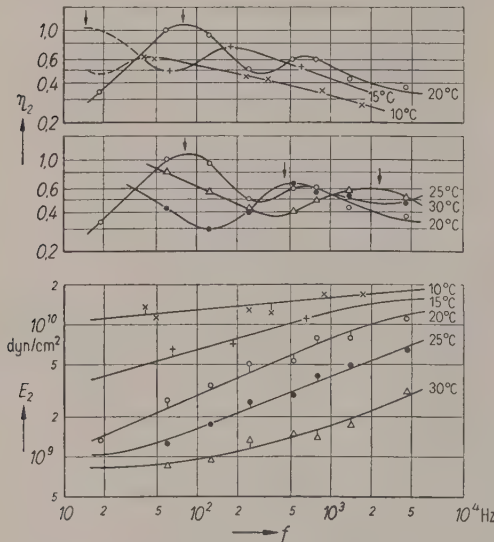


Abb. 4. Frequenzabhängigkeit des Elastizitätsmoduls E_2 und des Verlustfaktors η_2 des weichgemachten Kunststoffes ohne anorganische Füllung.

daß in der Tat für 20° C ein Maximum des Verlustfaktors in der Nähe von 100 Hz liegt; der Elastizitätsmodul zeigt den für ein Dispersionsgebiet typischen Anstieg. Die Relaxationszeit wird mit zunehmender Temperatur kürzer, das Maximum von η_2 , das in Abb. 4 durch Pfeile gekennzeichnet ist, verschiebt sich dementsprechend nach höheren Frequenzen, und E_2 nimmt in der Umgebung von 100 Hz kleine Werte an. Bei den Temperaturen unterhalb 20° C hat E_2 hohe Werte; das Dispersionsgebiet und mit ihm das Absorptionsmaximum sind nach tieferen Frequenzen verlagert. Die Frequenzkurven des Verlustfaktors η_2 zeigen neben dem genannten noch ein zweites Maximum. Solche dicht benachbarten Absorptionsmaxima, die verschiedenen Zusammenhaltsmechanismen mit nahe beieinander liegenden Häufungsstellen der Relaxationszeiten entsprechen, werden bei weichgemachten Hochpolymeren oft in Gebieten mechanischer und dielektrischer Dispersion beobachtet [7], [8], [9].

Den Einfluß des Füllstoffes zeigen Abb. 5 und 6. Die Kurven der Abb. 5 sind gemessen bei 20° C; der Parameter n ist der Füllstoffmenge proportional.

Die Frequenzkurven des Verlustfaktors der gefüllten Proben sind einander ähnlich. Daß die Lagen der Höchstwerte von η_2 etwas um die mittleren Lagen schwanken, ist auf die oben erwähnten Streuungen zurückzuführen. Die Maxima liegen praktisch an den gleichen Stellen wie die der ungefüllten Probe ($n=0$), doch sind sie flacher als diese Maxima. Auch

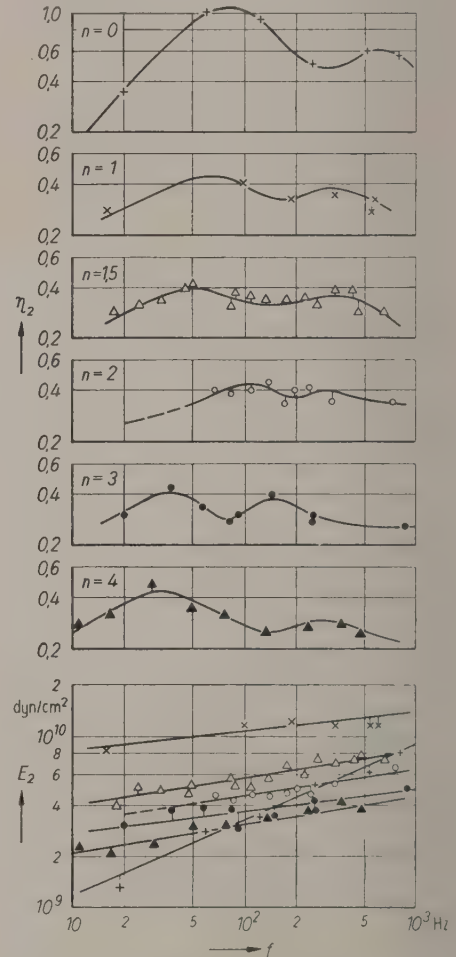


Abb. 5. Frequenzabhängigkeit des Elastizitätsmoduls E_2 und des Verlustfaktors η_2 des gefüllten Kunststoffes bei verschiedenen Füllstoffmengen; Meßtemperatur 20° C; Parameter n proportional der Füllstoffmenge.

der Elastizitätsmodul E_2 der gefüllten Proben steigt mit wachsender Frequenz weniger steil an als der des ungefüllten Streifens. Der konstante Beitrag des Füllmittels zum dynamischen Elastizitätsmodul ist die Ursache dieses Befundes. Bei den interessierenden Frequenzen um 100 Hz steigt E_2 mit wachsendem n zunächst an, durchläuft ein Maximum und fällt dann ab; das gleiche gilt für $E_2'' = \eta_2 E_2$.

Abb. 6 veranschaulicht dieses Ergebnis. In ihr sind die Werte des tieferfrequenten Maximums von η_2 , die Mittelwerte von E_2 im Intervall 50...100 Hz und die Produkte $E_2'' = \eta_2 E_2$ dieser Werte über n aufgetragen.

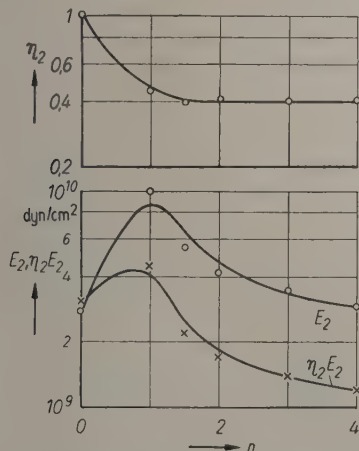


Abb. 6. Das Hauptmaximum von η_2 , der Mittelwert von E_2 im Intervall 50...100 Hz und das Produkt $E_2'' = E_2 \eta_2$ beider Werte in Abhängigkeit vom Füllstoffgehalt.

Es gibt danach eine optimale Füllstoffmenge, bei der der Verlustfaktor η der Bleche mit dem dämpfenden Belag ein Maximum annimmt; denn η ist bei nicht zu großen Belagdicken E_2'' proportional (vgl. Abschnitt 3). Die Überhöhung des Maximums von E_2'' gegenüber dem Wert bei $n=0$ ist wegen der hohen Steifigkeit der ungefüllten Meßprobe, die in der oben angegebenen Weise hergestellt war, nicht sehr groß; für andere Streifenreihen mit normal in einem Arbeitsgang angefertigten ungefüllten Proben wurden erheblich größere Überhöhungen gefunden. Auch die Lage des Maximums von E_2'' , das in Abb. 6 bei $n=1$ liegt, unterliegt aus den genannten Gründen Schwankungen; als Mittelwert für die Lage dieses Maximums wurde an verschiedenen Streifenreihen $n=1,5$ ermittelt.

Bei der diesem Wert entsprechenden Füllung besitzt das Entdröhnungsmittel mechanisch günstigste Eigenschaften. Bei kleineren Füllstoffmengen neigen die

aufgespritzten Schichten zur Blasenbildung, bei größeren werden die Beläge bröckelig; die Vermiculitkörner berühren sich dann zum großen Teil unmittelbar und sind nicht durch den Kunststoff miteinander verbunden. Auch bei der optimalen Füllung liegen die Körner dicht beieinander; sie sind aber überall noch vom Kunststoff umgeben. Das Verhalten der Mischungen ist dem eines Luftkalkmörtels ähnlich, der bei günstigster Dosierung der Sand- oder Kiesfüllung größte Festigkeit besitzt.

Die Vermiculitkörner der hier untersuchten Mischungen haben Durchmesser etwa zwischen 10 und 100 μ ; die hochpolymeren Moleküle sind immer noch klein gegen die Körner. Mit zunehmendem Vermiculitgehalt geht die Dichte ρ_2 des gefüllten Kunststoffes herunter; für $n=0$ ist in vorliegendem Beispiel der Abb. 5 und 6 $\rho_2=1,14$ g/cm³, für $n=1,5$ ist $\rho_2=0,55$ g/cm³; der optimal gefüllte Stoff hat also bei größerem dynamischen Elastizitätsmodul nur eine etwa halb so große Dichte wie der ungefüllte. Es wurde schon darauf hingewiesen, daß dies ein wesentlicher Vorteil der Vermiculitbeimischung ist.

In der gleichen Weise wie die ungefüllte Probe (Abb. 4) wurden Meßstreifen der günstigsten Mischung untersucht. Abb. 7 und 8 veranschaulichen die Ergebnisse. Die Kurven der Abb. 7a und 8a

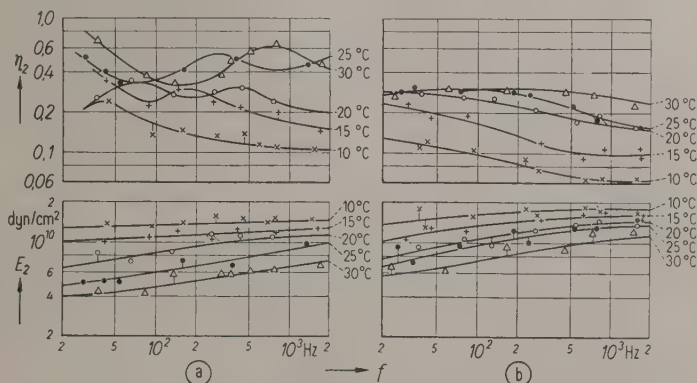


Abb. 7. Frequenzabhängigkeit des Elastizitätsmoduls E_2 und des Verlustfaktors η_2 des gefüllten Kunststoffes bei optimalem Füllstoffgehalt; (a) Messung drei Wochen nach der Herstellung, (b) Messung vier Monate nach der Herstellung.

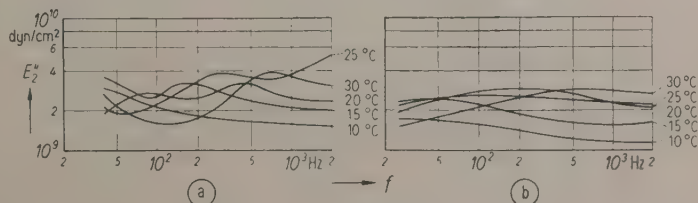


Abb. 8. Frequenzabhängigkeit des Imaginärteils $E_2'' = \eta_2 E_2$ des dynamischen Elastizitätsmoduls. Kurven berechnet an Hand der Kurven der Abb. 7a und b. (a) Kurvenverlauf drei Wochen nach der Herstellung, (b) Kurvenverlauf vier Monate nach der Herstellung.

wurden etwa drei Wochen nach der Herstellung der Proben gemessen, die der Abb. 7b und 8b zum Studium der Alterung drei Monate später.

Der Vergleich der Abb. 4 und 7a zeigt, daß die Kurvenscharen der ungefüllten Probe mit den nahezu gleichzeitig gemessenen Kurvenscharen der gefüllten in wesentlichen Zügen ähnlich sind. Im Laufe der Zeit hat sich das Kurvenbild der gefüllten Probe geändert; die benachbarten „Gipfel“ der η_2 -Kurven (Abb. 7a) sind verschwunden, und an ihre Stelle ist ein breiter „Höhenrücken“ (Abb. 7b) getreten. Diese Änderung kann verschiedene Ursachen haben, z. B. könnte man annehmen, daß in der ersten Zeit nach der Herstellung der Probe noch weichgemachter Kunststoff und Weichmacher in getrennten Bezirken nebeneinander bestanden. Das allmähliche Fortschreiten des Weichmachungsprozesses und die damit verbundene Homogenisierung der Mischung könnte eine zunehmende Verschmierung des Relaxationsspektrums zur Folge gehabt und so zu einer Glättung der Frequenzkurven von η_2 und E_2'' geführt haben. Ob diese oder eine andere Deutung zutrifft, sei dahingestellt.

Bei später angefertigten Meßstreifen der optimalen Mischung wurden schon kurze Zeit nach der Herstellung Kurvenverläufe gemessen, die denen der Abb. 7b sehr nahe entsprechen. Die Anfangsalterung der Materialien dürfte verhältnismäßig stark von der Vorbehandlung abhängen, und es sollte möglich sein, sie z. B. durch Tempern zu beschleunigen.

In Abb. 8a und b sind die an Hand der Kurven der Abb. 7a und b berechneten Frequenzkurven von $E_2'' = \eta_2 E_2$ zusammengestellt. Es zeigt sich, daß im Zuge der Alterung, bei der sich die Welligkeit der Kurven geglättet hat, die Beträge von E_2'' im Mittel nahezu auf gleicher Höhe geblieben sind (vergl. insbesondere die Kurven für 20° C). Danach ist zu erwarten, daß auch die Verlustfaktoren η der Bleche mit normal dicken Belägen sich bei der Alterung im Mittel nur wenig ändern.

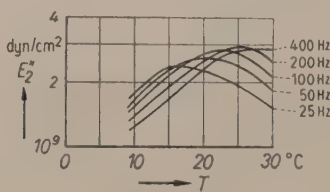


Abb. 9. Temperaturabhängigkeit von $E_2'' = \eta_2 E_2$. Kurven entnommen der Abb. 8b.

Die Temperaturabhängigkeit der optimal gefüllten Probe ist aus Abb. 9 zu ersehen. Die $E_2''(T)$ -Kurven sind Abb. 8b entnommen; sie gelten also für die Zeit etwa vier Monate nach der Herstellung der

Probe. Erwartungsgemäß durchlaufen sie bei den Frequenzen um 100 Hz im Bereich der „Gebrauchstemperaturen“ um 20° C Maxima, die sich mit wachsender Temperatur dank der zunehmenden Beweglichkeit der Moleküle und der darauf zurückzuführenden Verkürzung der Relaxationszeiten nach höheren Frequenzen verschieben. Durch die optimale Einstellung der Mischung des Entdröhnungsmittels wird so in der Umgebung von 20° C eine verhältnismäßig geringe Temperaturabhängigkeit von E_2'' und damit auch der Blechdämpfung durch die Beläge erreicht.

Es bleibt noch zu prüfen, wie weit die dynamischen Eigenschaften der schmalen Streifen, die bei den in diesem Abschnitt behandelten Untersuchungen als Meßobjekte dienten, mit den dynamischen Eigenschaften der entsprechenden Blechbeläge übereinstimmen. In Abb. 10 sind noch einmal die Frequenzkurven der Abb. 2 wiedergegeben; die Mischung des Belages der zugehörigen Blechstreifen ist die gleiche wie die der optimalen Probe der Abb. 7 bis 9. Die Kurven der Abb. 7b und 10 wurden etwa gleichzeitig gemessen. Die Blechstreifen wurden etwa vier Monate vor der optimalen Probe hergestellt; sie waren also zur Zeit der Messung acht Monate alt. In Abb. 10 sind gestrichelte Kurven eingezeichnet, die mit den der Abb. 7a entnommenen Kennwerten E_2 und η_2 an Hand der im Teil I entwickelten mathematischen Hilfsmittel berechnet wurden. Ihre Übereinstimmung mit den an den Blechstreifen gemessenen Kurven ist befriedigend; Abweichungen, wie die der oberen gestrichelten Kurve von der entsprechenden ausgezogenen, hätte man auch zwischen Meßkurven zu erwarten, die zu verschiedenen Blechstreifen gleichen Belagmaterials und gleicher Belagdicke gehören.

Die Ergebnisse der Untersuchungen an den schmalen Kunststoffstreifen schließen gut an die

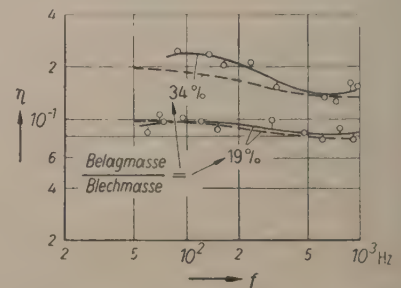


Abb. 10. Verlustfaktor η von Blechen mit dämpfenden Belägen der optimalen Mischung bei verschiedenen Belagdicken in Abhängigkeit von der Frequenz f , Temperatur 20° C.

Meßpunkte und ausgezogene Kurven gewonnen durch Messungen an belegten Blechen. Gestrichelte Kurven berechnet mit Kennwerten E_2 und η_2 aus Abb. 7b.

Messungen an den Blechstreifen an. Es ist also sinnvoll, Entdröhnungsmittel in der in diesem Abschnitt besprochenen Weise zu prüfen, sofern formbeständige schmale Streifen aus diesen Stoffen hergestellt werden können.

Abb. 10 liefert noch einen Hinweis, daß sich die dynamischen Eigenschaften des Dämpfungsmittels nach dem Abklingen der Anfangsalterung nicht mehr wesentlich oder nur sehr langsam mit der Zeit ändern. Dafür spricht der Befund, daß die zu Meßproben verschiedenen Alters gehörenden ausgezogenen und gestrichelten Kurven für gleiche Massenverhältnisse praktisch übereinstimmen.

5. Stand der Entwicklung der Entdröhnungsmittel

Die im vorigen Abschnitt behandelten Untersuchungen haben gezeigt, daß es heute in der Tat möglich ist, aus weichgemachten Kunststoffen mit geeigneter anorganischer Füllung Entdröhnungsmittel herzustellen, die im gewünschten Frequenz-Temperatur-Bereich Höchstwerte der Blechdämpfungen ergeben. Der Befund, daß das Absorptionsmaximum des weichgemachten Kunststoffes sich durch Beimischung des anorganischen Füllstoffes nicht wesentlich verschiebt, ist praktisch bedeutungsvoll. Er erlaubt die systematische Einstellung des Entdröhnungsmittels auf optimale Wirksamkeit in einfacher Weise in zwei Schritten; zunächst kann der richtige Weichmachergehalt, mit dem maximale Dämpfung im interessierenden Bereich erzielt wird, aus ungefüllten Kunststoff bestimmt werden, und dann die Füllstoffmenge, mit der die höchste Steifigkeit der dämpfenden Beläge erreicht wird. Daß es leichte Füllstoffe wie das Vermiculit gibt, die nicht nur günstige elastodynamische Eigenschaften des Entdröhnungsmittels ergeben, sondern gleichzeitig auch deren Dichte stark herabsetzen, ist ein weiterer wesentlicher Befund. Auch die technische Bedeutung der geringen Änderungen der Blechdämpfungen im Falle der optimalen Stoffmischungen mit der Temperatur und im Zuge der Alterung liegt auf der Hand.

Der Entwicklungsstand der Entdröhnungsmittel vor einem Jahr wird durch Abb. 12 des Teiles I [1] veranschaulicht. Das im Abschnitt 3 angeführte Beispiel (Abb. 2 und 3) zeigt, daß mit den heute hergestellten Materialien zum Teil schon wesentlich höhere Blechdämpfungen erreicht werden. Dieses Beispiel ist kein Einzelfall; Verlustfaktoren der Bleche mit Belag von der Größenordnung 0,1 beim Massenverhältnis $\mu = 20\%$ werden auch mit anderen Stoffen erzielt.

Die Frage liegt nahe, wie weit die dämpfende Wirkung noch gesteigert werden kann. Zu ihrer Klärung soll angenommen werden, daß die Wirksam-

keit guter Entdröhnungsmittel durch die Lage des Hauptabsorptionsgebietes eines gefüllten weichgemachten Kunststoffes oder allgemein einer gefüllten gummielastischen Substanz im Bereich der Gebrauchsfrequenzen und -temperaturen wesentlich mitbestimmt ist (vgl. Abschnitt 4). Unter dieser Voraussetzung, die keine Einschränkung der Allgemeinheit bedeuten dürfte, kann man die Grenzen abschätzen, die der Wirkung dämpfender Beläge nach dem heutigen Stande des Wissens über Hochpolymere gesetzt sind. Dabei soll auch noch angenommen werden, daß der Füllstoff bei optimaler Mischung die Größe des Imaginärteils $E''_2 = \eta_2 E_2$ des dynamischen Elastizitätsmoduls, der bei den üblichen Belagdicken (im Bereich A, vgl. Abschnitt 3) den Verlustfaktor η der belegten Bleche bestimmt, nicht wesentlich ändert. Erhebliche Verbesserungen könnten danach nur dadurch erzielt werden, daß man unter den bekannten Kunststoffen und Weichmachern die günstigsten aussucht.

Es läßt sich theoretisch zeigen, daß in einem Material mit einem Relaxationsprozeß einer einzelnen Relaxationszeit der Zusammenhang zwischen der maximalen Absorption E''_{max} und der Dispersion des dynamischen Elastizitätsmoduls durch die Beziehung

$$E''_{max} = \frac{1}{2}(E'_\infty - E'_0) \quad (1)$$

gegeben ist [10]; dabei bedeuten E'_∞ und E'_0 die Elastizitätsmoduln in den Grenzfällen sehr hoher bzw. sehr tiefer Frequenzen. Praktisch sind jedoch die Einstellzeiten der Relaxationsprozesse mehr oder weniger breit um eine mittlere verteilt (vgl. Abschnitt 4). Den bisherigen experimentellen Ergebnissen [11], [12] kann man entnehmen, daß bei den untersuchten Materialien die Beziehung (1) auch noch anwendbar ist, wenn man sie auf der rechten Seite mit einem Faktor erweitert, der stets kleiner als 1, für weichgemachte Stoffe günstigstenfalls nahe gleich 0,4 ist. Ferner gilt für die in Betracht kommenden Fälle immer $E'_\infty \gg E'_0$, so daß Gl. (1) näherungsweise durch die Ungleichung

$$E''_{max} \gtrsim 0,2 E'_\infty \quad (2)$$

ersetzt werden kann.

Die obere Grenze des Elastizitätsmoduls aller bisher bekannten Kunststoffe liegt bei etwa $5 \cdot 10^{10}$ dyn/cm²; die obere Grenze von E''_2 dürfte danach für die Entdröhnungsmittel mit

$$E''_{2max} \gtrsim 1 \cdot 10^{10} \text{ dyn/cm}^2$$

genügend hoch angegeben sein. Da die wirksamsten Dämpfungsmittel heute schon Werte von $E''_2 \approx 3 \cdot 4 \cdot 10^9$ dyn/cm² aufweisen (vgl. Abschnitt 4), ist in der Weiterentwicklung dämpfender Beläge

eine erhebliche Verbesserung der Verlustfaktoren belegter Bleche (im Bereich A) kaum zu erwarten; denn es muß außerdem beachtet werden, daß Materialien mit den besten dynamischen Kennwerten, u. U. wegen schlechter Verarbeitbarkeit, mangelnder Haftfestigkeit usw. nicht als Entdröhnungsmittel verwendet werden können.

Unter diesen Umständen rückt in den Vordergrund des Interesses die Frage, wie weit mit Hilfe der Entdröhnungsmittel höchster Wirksamkeit die Störgeräusche in Fahrzeugen vermindert werden können. Sie kann bisher noch nicht vollbefriedigend beantwortet werden, und systematische Versuchsreihen z. B. an Kraftfahrzeugen verschiedenen Typs werden zu ihrer Klärung erforderlich sein.

Es wäre nicht sinnvoll, eine völlige Unterdrückung des Dröhnens eines Kraftwagens allein durch das Bespritzen der Karosserie mit einem wirksamen Dämpfungsstoff zu verlangen. Die Störgeräusche im Innern des Fahrzeuges haben stets verschiedene Ursachen, und es gibt Komponenten der Luftschallenergie im Wagen, die von den Karosserieblechen nur wenig abhängen. Die bisherige Erfahrung zeigt, daß Einzelmaßnahmen im allgemeinen nur kleine Minderungen der Lautstärke bringen und oft überhaupt kaum merklich sind. Nur durch das systematische Ausschalten aller Störschallquellen ist im allgemeinen eine erhebliche Herabsetzung des Lärmpegels zu erreichen; dazu gehören die Schwingungsdämmung des Motors gegen das Fahrgestell, die Luftschalldämmung des Motorraumes gegen den Fahrgastraum, Körperschallisolationsmaßnahmen an allen Bauteilen, insbesondere die Isolation der Karosserie gegen die vom Motor und von den Unebenheiten der Straßendecke erregten Körperschallwellen und u. a. auch die Dämpfung der Karosserieblechschwingungen durch Entdröhnungsmittel. Es ist hierbei zu bemerken, daß nicht nur eine hohe Lautstärke als störend empfunden wird; auch das Hervortreten einer einzelnen Störschallkomponente unter bestimmten Betriebsbedingungen aus dem Schallpegel im Innern eines ruhigen Wagens kann sich unangenehm bemerkbar machen, selbst wenn ihre Lautstärke noch verhältnismäßig klein ist. Eine Komponente, die durch Dämpfungsmaßnahmen an den Karosserieblechen kaum beeinflußt werden kann, ist beispielsweise eine stehende Luftschallwelle in Längsrichtung des Innenraumes, die in Wagen moderner Bauart besonders stört; sie tritt im Resonanzfall stark hervor. Zu ihrer Bekämpfung sind Luftschallschluckanordnungen bestimm-

ten Typs geeignet, die an passender Stelle angebracht werden.

Die Geräuschkomponenten, die von den einzelnen Blechen der Karosserie abgestrahlt werden, können durch wirksame Entdröhnungsmittel verhältnismäßig stark vermindert werden. In der Einleitung des Teiles I [1] wurde angegeben, daß die höchsten logarithmischen Dekremente der unbedeckten Karosseriebleche, deren Dämpfung u. a. durch die Randbefestigung gegeben ist, etwa 0,3 betragen; sie entsprechen Verlustfaktoren der Größe 0,1. Dieses experimentelle Ergebnis wurde auch durch spätere Untersuchungen an Fahrzeugen bestätigt. Durch das Bespritzen ebener Bleche mit den Entdröhnungsmitteln kann man, da die verschiedenen Beiträge zur Dämpfung additiv sind und die Verlustfaktoren der Bleche mit Spritzbelag bei tragbaren Belagdicken (in Abwesenheit anderer Dämpfungsursachen) 0,1 und mehr betragen, die Blechdämpfungen in jedem Falle mindestens verdoppeln. Das heißt, daß die von solchen Blechen abgestrahlten Schallenergieanteile durch das Aufbringen der Dämpfungsstoffe um mindestens 6 dB, in vielen Fällen erheblich mehr, geschwächt werden können. Wie stark diese Minderung bei gekrümmten Blechen durch deren Formsteife modifiziert wird, bedarf noch der Klärung.

Es kann so gehofft werden, daß durch die Anwendung von Entdröhnungsmitteln zusammen mit anderen lärm mindernden Maßnahmen eine wesentliche Herabsetzung des Störschalles in Fahrzeugen erreicht werden kann.

(Eingegangen am 20. Januar 1954.)

Schrifttum

- [1] OBERST, H., unter Mitwirkung von FRANKENFELD, K., *Acustica* **2** [1952], Beiheft 4, AB 181.
- [2] VAN ITTERBEEK, A. und MYNCKE, H., *Acustica* **3** [1953], 207.
- [3] KRAMER H., *Stahl und Eisen* **73** [1953], 225.
- [4] OBERST H., *Kunststoffe* **43** [1953], 446.
- [5] VAN OORT, W. P., *Microtechnic* **7** [1953], 246.
- [6] MÜLLER, F. H., *Kolloid-Z.* **123** [1951], 65; *Phys. Bl.* **9** [1953], 154 u. 199.
- [7] MÜLLER F. H. und SCHMELZER, Chr., *Ergeb. exakt. Naturwiss.* **25** [1951], 359.
- [8] SCHMIEDER, K. und WOLF, K., *Kolloid-Z.* **127** [1952], 65.
- [9] WÜRSTLIN, F. und KLEIN, H., *Kunststoffe* **42** [1952], 445.
- [10] MÜLLER, F. H., Vortrag auf der Marburger Diskussionsstagung Oktober 1953, erscheint in der *Kolloid-Z.*
- [11] NOLLE, A. W., *J. Polym. Sci.* **5** [1950], 1.
- [12] FERRY, J. D. und FITZGERALD, E. R., *J. Coll. Sci.* **8** [1953], 224.

KINEMATOGRAPHISCHE AUFNAHMEN VON WASSERDAMPFBLASEN

von W. GÜTH

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Es wird der Bau eines Kinematographen für Bildfrequenzen von 40 000...65 000/s beschrieben, mit dem die Vorgänge bei der Kondensation von Wasserdampf photographiert werden. Der Dampf wird mittels einer Düse in kaltes Wasser geblasen, wo er in Form von Blasen kondensiert. Der zeitliche Kondensationsverlauf wird mit der dafür von RAYLEIGH berechneten Formel verglichen. Die Übereinstimmung ist befriedigend. Durch Anwendung des TOEPLERschen Schlierenverfahrens gelingt es, die bei der Implosion einer Blase abgestrahlte Stoßwelle sichtbar zu machen.

Summary

The paper describes the construction of a cinematograph for a picture frequency of 40 000...65 000 per second, used to observe the details of the condensation of water vapour. The vapour, blown into cold water by means of a nozzle, condenses in the form of bubbles. The course of the condensation with respect to time is found to be in quite good agreement with a formula calculated by RAYLEIGH. By means of the optical TOEPLER striae method the author succeeded in making visible the shock wave radiated at the implosion of a bubble.

Sommaire

On décrit la réalisation d'un cinématographe prenant 40 000 à 65 000 images/s, avec lequel on a photographié les phénomènes se passant lors de la condensation de la vapeur d'eau. La vapeur est soufflée par une tuyère dans de l'eau froide où elle se condense sous forme de bulles. On compare l'allure dans le temps de la condensation avec celle déduite de la forme calculée par RAYLEIGH. L'accord est satisfaisant. Grâce à la méthode de striation de TOEPLER, on est parvenu à rendre visible l'onde de choc émise par l'éclatement d'une bulle.

1. Einleitung

Über die Kavitation in ihren vielfältigen Erscheinungsformen liegt bereits eine große Anzahl von Arbeiten vor. Gegenstand der meisten dieser Untersuchungen war die Schwingungskavitation. Sie wird durch periodische Druckschwankungen in der Flüssigkeit erzeugt. Die Versuchsmethoden waren im allgemeinen akustischer Art. So fanden MÖLLER und SCHOCH [1], daß der Druck in den von Kavitationsblasen abgestrahlten Stoßwellen wesentlich größer sein kann als der zur Erzeugung der Kavitation notwendige Schalldruck. Th. LANGE [2] untersuchte den Einfluß von im Wasser befindlichen Keimen auf den Kavitationseinsatz. R. ESCHÉ [3] maß das Frequenzspektrum kavitierender Blasen aus und untersuchte den Kavitationseinsatz in Abhängigkeit von Schallenergie und Anregungsfrequenz.

Im allgemeinen ist man bei dieser Art der Experimente auf die Beobachtung vieler gleichzeitig vorhandener Kavitationsblasen angewiesen, deren Wirkungen sich einander überlagern. Um aber Aufschluß über Einzelheiten des Vorganges selbst zu erhalten, muß man sich die Möglichkeit schaffen, den Ablauf des Kavitationsvorganges in seinen verschiedenen Phasen an einzelnen Blasen zu beobachten.

Als einfachste Methode bietet sich hier die der Kinematographie an. Einfach keineswegs im Hinblick auf den Aufbau der dazu erforderlichen Geräte, sondern deshalb, weil der Vorgang sich unmittelbar, ohne einen Umweg über komplizierte Geräte nehmen zu müssen, die seinen Ablauf beeinträchtigen oder verfälscht wiedergeben könnten, auf dem Film abzeichnet. Auch nicht zuletzt deshalb, weil das Auge als Hauptorientierungsorgan des Menschen eine unmittelbare und daher umfassendere Vorstellung des Geschehens zu geben vermag, als es durch die Synthese noch so vieler einzelner Meßergebnisse möglich ist.

Dem Zweck, die Kavitationsvorgänge mit Hilfe optischer Methoden zu untersuchen, soll die folgende Arbeit dienen.

Photographische und kinematographische Aufnahmen von Kavitationsblasen wurden schon mehrfach gezeigt. Es seien die Arbeiten von KORNFELD und SUVOROV [4], KNAPP und HOLLANDER [5] und von HARRISON [6] erwähnt.

KORNFELD und SUVOROV erzeugen Schwingungskavitation an der Oberfläche eines Magnetostruktionsschwingers. Die Aufnahmen zeigen, daß die Blasen fast nie während ihres Zusammenfallens

Kugelgestalt annehmen, sondern immer eigenartig zerklüftet sind und häufig in mehrere Teilbläschen zerspringen. Die Verfasser glauben, daß die Stoßwellen, die oft beim Zerfallen der Blasen entstehen, und die bei der Kavitation vielfach beobachtete Materialzerstörung (Schiffsschrauben, Turbinenpropeller, Düsen) auf das Zusammenschlagen der Wasseroberflächen bei der Abschnürung der Teilbläschen zurückzuführen sind.

KNAPP und HOLLANDER zeigen kinematographische Aufnahmen von Kavitationsblasen, die sich an der Oberfläche eines Torpedomodells bilden, das von Wasser mit großer Geschwindigkeit angeströmt wird. Die Blasen erreichen eine Größe von etwa 7 mm und werden schwingend kleiner, so daß in jeder Schwingungsperiode die Blase einmal fast völlig verschwindet. Die Bildfrequenz des Kinematographen ist 20000/s.

HARRISON fotografiert ebenfalls kinematographisch Blasen in einer Kavitationsdüse. Er findet, daß Blasen, die neben Wasserdampf noch viel Luft enthalten, ähnlich wie bei KNAPP und HOLLANDER schwingend zusammenfallen, während solche mit geringem Luftgehalt nach einmaliger Implosion nicht wieder ausschlagen. Außerdem werden in der Arbeit Aufnahmen von Kavitationsblasen gezeigt, die sich bei der Zündung eines Unterwasserfunkens bilden. Sie verhalten sich ebenso wie die zuvor beschriebenen Blasen mit großem Luftgehalt, was auch zu erwarten ist, da beim Unterwasserfunktens stets erhebliche Mengen des Elektrodenmaterials verdampfen, und sicherlich auch viel an der Oberfläche des Metalls gelöste Luft frei wird. Die Blase des Unterwasserfunkens enthielte demnach nicht, wie der Verfasser annimmt, nur Wasserdampf. HARRISON beobachtet als Rückstand der zerfallenen Blasen einen schwachen Nebel. Mittels eines Mikrophons wird, synchronisiert mit der optischen Beobachtung, die von der Blase abgestrahlte Stoßwelle registriert. Die Bildfrequenz des Kinematographen ist 7000/s.

An theoretischen Behandlungen des Kavitationsproblems seien die von RAYLEIGH [7] und von NOLTINGH und NEPPIRAS [8] genannt.

Die Theorie von RAYLEIGH soll hier, da sie sich durch ihre Einfachheit und vor allem durch die verhältnismäßig gute Übereinstimmung ihrer Ergebnisse mit denen der bisher vorliegenden Experimente auszeichnet, in verkürzter Form wiedergegeben werden.

Das Problem lautet: Gegeben ist ein unendlich ausgedehntes inkompressibles Medium (großer Wasserbehälter) der Dichte ρ . Der Druck p , der im unendlichen auf das Medium wirkt (Atmosphärendruck auf die Wasseroberfläche), sei konstant. Im Innern des Mediums sei auf irgendeine Weise ein kleiner, evakuierter, kugelförmiger Hohlraum vom Radius R_0 entstanden. Wie ist der zeitliche Verlauf der Implosion der Hohlkugel?

Es wirkt also als einzige Kraft der äußere Atmosphärendruck. Der Widerstand, der sich dieser Kraft entgegenstellt

und verhindert, daß die Blase augenblicklich zusammenfällt, ist die gesamte Mediummasse.

Die Inkompressibilitätsbedingung liefert für die Geschwindigkeit v in einem Abstand r vom Blasenmittelpunkt die Beziehung

$$v = \frac{R^2}{r^2}$$

R ist der Radius der Blase, V die Radialgeschwindigkeit der Blasenoberfläche (Abb. 1).

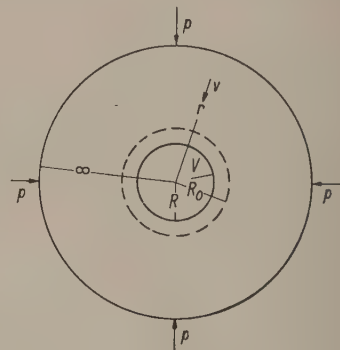


Abb. 1. Zur RAYLEIGHschen Theorie.

Die gesamte kinetische Energie der Mediummasse ist dann

$$E_{kin} = \frac{1}{2} \int_R^\infty 4\pi r^2 \rho v^2 dr = 2\pi \rho V^2 R^3.$$

Die vom äußeren Druck p geleistete Arbeit beim Zusammenschieben der Blase vom ursprünglichen Radius R_0 zum Radius R ist

$$E_{pot} = p \frac{4\pi}{3} (R_0^3 - R^3).$$

Sie wird als potentielle Energie der kinetischen gleichgesetzt:

$$V^2 = \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{2p}{3\rho} \left(\frac{R_0^3}{R^3} - 1 \right).$$

Durch Integration erhält man

$$t(R) = \sqrt{\frac{3\rho}{2p}} \int_R^{R_0} \frac{R^{1/2}}{(R_0^3 - R^3)^{1/2}} dR.$$

Die Funktion $t(R)$ ist in Abb. 2 gezeichnet. Die Zeit τ , die die Blase braucht, um vollständig zusammenzufallen, ist

$$\tau = \sqrt{\frac{3\rho}{2p}} \int_0^{R_0} \frac{R^{1/2}}{(R_0^3 - R^3)^{1/2}} dR = 0,9 R_0 \sqrt{\frac{\rho}{p}}.$$

In der Arbeit von RAYLEIGH wird diese Theorie erweitert durch die Annahme, daß die Blase eine geringe Menge Fremdgas, etwa Luft, enthält. Die Luft wird bei der Implosion komprimiert und treibt durch ihre federnde Wirkung das Wasser wieder auseinander, nachdem der Blasenradius ein Minimum erreicht hat. Die Blase schwingt also, was auch häufig beobachtet wird.

Schließlich wird noch an Stelle des Luftpolsters, auf das die Blasenoberfläche aufprallt, eine kleine starre Kugel eingesetzt. Beim Aufeinanderschlagen der Wasser- mit der Kugeloberfläche entsteht eine Stoßwelle. Das Wasser wird nur bis zum Augenblick des Aufpralls als inkompressibel angenommen, die Stoßwelle aber ist eine Dichtewelle.

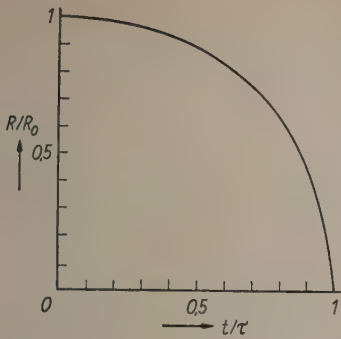


Abb. 2. Abhängigkeit des Blasenradius von der Zeit nach der Theorie von RAYLEIGH.

In allen bisher genannten Arbeiten experimenteller Art werden die Kavitationsblasen dadurch erzeugt, daß die Flüssigkeit auf irgendeine Weise einer starken Zugbeanspruchung ausgesetzt wird, so daß sie zerreißt. Bei der Düse und dem Torpedomodell entsteht der dazu erforderliche Unterdruck durch die Verengung der Stromfäden des strömenden Wassers, bei der Schwingungskavitation durch den negativen Schalldruck.

Ein Nachteil dieser Art der Kavitationserzeugung besteht darin, daß der hydrostatische Druck, der in der Umgebung der Blase herrscht, während der Zeit des Kavitationsvorganges nicht konstant ist, so daß eine experimentelle Überprüfung der RAYLEIGHschen Theorie schwierig ist.

Hier wurde, um den in der Theorie angegebenen Voraussetzungen möglichst zu entsprechen, d. h. den hydrostatischen Druck konstant zu halten, eine äußere mechanische Beeinflussung des Wassers zur Herstellung der Blasen vermieden. Anstatt dessen wird mittels einer Düse Wasserdampf in das kalte Wasser hineingeleitet, der dann in Form der gewünschten Blasen kondensiert. Es fällt also bei diesen Experimenten der erste Teil des Kavitationsvorganges, die Hohlraumbildung, fort, und es wird nur der zweite Teil, die Kondensation des Wasserdampfes, untersucht.

2. Aufbau des Kinematographen¹

Da im Rahmen dieser Arbeit die Entwicklung des Kinematographen das weitaus schwierigste Problem darstellte, und da auch über Geräte der hier verwendeten Art in der Literatur [11], [12] nur wenig zu finden ist, soll dieser Abschnitt etwas ausführlicher gefaßt werden.

Die Arbeitsweise des Gerätes ist im Prinzip recht einfach. Eine intermittierende Lichtquelle beleuchtet das Objekt,

¹ Für wertvolle Vorschläge zum Bau des Funkenkinematographen habe ich Herrn Prof. SCHARDIN, der mir freundlicherweise die Besichtigung seiner Laboratorien ermöglichte, zu danken.

das wiederum über eine Linse und einen Drehspiegel auf einen Film abgebildet wird (Abb. 3). Während der Folge der Beleuchtungsimpulse tastet der Drehspiegel den Film ab und wirft Bild für Bild des Objekts darauf. Natürlich müssen die Drehzahl des Spiegels und die Impulsfolgefrequenz der Lichtquelle so aufeinander abgestimmt sein, daß zwischen zwei Lichtimpulsen der Spiegel das Bild gerade um eine Bildbreite weitergedreht hat.

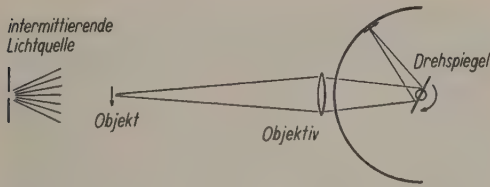


Abb. 3. Zur Wirkungsweise des Kinematographen.

Als intermittierende Lichtquelle werden wegen ihrer hohen Leuchtstärkekonzentration auf sehr kurze Leuchtzeiten elektrische Entladungsfunken verwendet, die durch den in Abb. 4 erläuterten wiederum sehr einfachen elektrischen Steuermechanismus gespeist werden. Ein großer Kondensator K ($3\mu F$) wird als Energiespeicher benutzt und aufgeladen (25 kV). Er lädt seinerseits nach Schließung des Schalters S über den Widerstand R (20 kΩ) den kleinen Kondensator C (3600 pF) solange auf, bis die Durchschlagsspannung der Beleuchtungsfunkenstrecke F (etwa 1 mm Spitzenabstand) erreicht ist. Der Kondensator C entlädt sich sehr rasch über die Funkenstrecke, und seine Aufladung beginnt von neuem. Der zeitliche Abstand T zweier Funken ist also — wenigstens seiner Größenordnung nach — gegeben durch die Beziehung $T = RC$.

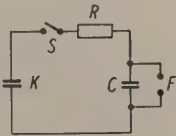


Abb. 4. Der elektrische Steuermechanismus für die Funkenfolge.

Nun aber zeigt sich eine große Schwierigkeit. Nach jedem Funkenüberschlag ist die Luft zwischen den Elektroden der Funkenstrecke stark ionisiert, und die Ionenwolke hält sich lange Zeit dort auf (Größenordnung 10^{-4} s). Hinzu kommt, daß durch die starken Funkenstromstöße Metallionen aus dem Elektrodenmaterial (Wolfram) herausgesprengt werden. Es bildet sich ein Lichtbogen aus, der von der Batterie K über den Widerstand R direkt gespeist wird, so daß es zu einer Aufladung des Kondensators C gar nicht mehr kommt. Der Funke reißt nicht ab, sondern brennt einfach durch.

Der nächstliegende Weg, die Ionenwolke unschädlich zu machen, führt dahin, daß man die Funkenstrecke mit einem starken Luftstrom anbläst. Je größer die Luftgeschwindigkeit ist, je schneller also die Ionen aus dem Bereich der Funkenstrecke nach dem Überschlag entfernt werden, desto höher ist die erreichbare Bildfrequenz. Während man ohne Luftstrom kaum über $7000 \dots 10000$ Funken in der Sekunde kommt, wurde mit dem hier beschriebenen Gerät bequem die etwa zehnfache Bildfrequenz erreicht. Der Luftstrom wurde mittels Preßluft und einer kleinen Überschalldüse erzeugt, vor deren Mündung die Funkenelektroden angebracht waren. Abb. 5 zeigt die Düse mit der Funkenstrecke.

Nun sollte man nach der oben genannten Beziehung $T = RC$ erwarten, daß sich die Bildfrequenz monoton stei-

gern läßt, indem man den Widerstand R verkleinert. Das ist aber nur bis zu einem Optimalwert von R der Fall. Verkleinert man R über diesen Wert hinaus, so wächst die Zeitspanne von einem Funken zum folgenden wieder an. Schuld daran ist wahrscheinlich wieder der Lichtbogen mit seinem negativen Widerstand. Die Strom-Spannungs-Charakteristik der Funkenstrecke nach dem Überschlag ist jedoch ein wenig kompliziert und soll hier nicht besprochen werden.

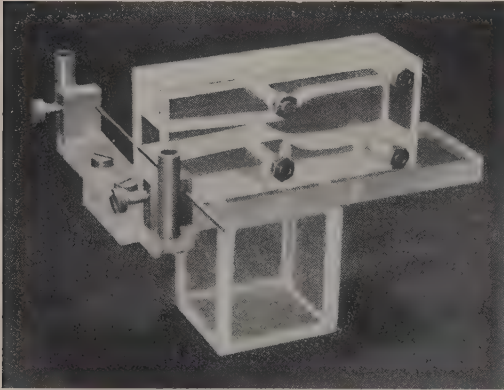


Abb. 5. Die Laval-Düse mit den vor ihrer Mündung angebrachten Funkenelektroden.

Durch folgenden einfachen Kunstgriff gelang es, die Wirkung des Lichtbogens stark zu beschränken: Es wurde ein großer Vorwiderstand R verwendet und dafür die Spannung der Batterie K gegenüber der Funkenzündspannung entsprechend erhöht. Außerdem wurde in Reihe zum Widerstand R noch eine Drossel eingeschaltet, die den sofortigen Stromnachschieß nach dem Funkenüberschlag sperrt.

Eine weitere, sehr unangenehme Folge des Lichtbogens ist sein Nachleuchten im Anschluß an den eigentlichen Funkenüberschlag. Unter sehr günstigen Bedingungen kann man durch Funkenbeleuchtung Belichtungszeiten von 10^{-7} s bis zu 10^{-8} s erreichen [9], [10]. Will man die Schlieren von Stoßwellen in Wasser aufnehmen, so benötigt man wegen der großen Schallgeschwindigkeit ($1,5 \cdot 10^5$ cm/s), um die häufig sehr steilen Fronten der Stoßwellen noch einigermaßen naturgetreu abbilden zu können, eine Belichtungszeit von höchstens 10^{-7} s. Man muß also den genannten Optimalbedingungen recht nahe kommen.

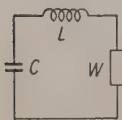


Abb. 6.
Das Schema des Funkenentladungskreises mit dem Ladekondensator C , der Zuleitungsinduktivität L und dem Widerstand des Funkenlichtbogens W .

Baut man den Funkenentladungskreis, bestehend aus dem Kondensator C (Abb. 6), den Zuleitungen zur Funkenstrecke F , die eine Induktivität L darstellen, und dem Widerstand W des Lichtbogens, nicht sehr sorgfältig auf, so ist der zeitliche Ablauf des Funkenüberschlags im wesentlichen bestimmt durch die elektrischen Eigenschaften dieses Entladungskreises. Letzterer ist ein durch den Lichtbogen gedämpfter Resonanzkreis, für den aber hier nur der Einschwingvorgang interessiert. Im Augenblick des Funkenüberschlags wird der Kreis durch den starken Stromstoß angeregt und beginnt zu schwingen. Der Schwingstrom steigt zunächst an und fällt dann nach der Zeit etwa einer

halben Schwingungsdauer wieder auf Null ab. Während dieser Zeit wird der Lichtbogen vom Schwingstrom gespeist. Man muß deshalb die Eigenfrequenz des Entladungskreises so groß wie möglich machen, d. h., da wegen der erforderlichen Funkenenergie die Größe des Kondensators festgelegt ist, die Zuleitungsinduktivität möglichst klein halten.

Hier wurde ein in Paraffin zusammengesetzter Plattenkondensator verwendet, dessen Zuleitungen zur Funkenstrecke sehr kurz in Form breiter Bänder ausgebildet waren.

Die Aufnahmekamera zeigen Abb. 7 und 8. Sie besteht im wesentlichen aus einem halbrunden Kasten, in den der Film eingezogen wird und in dessen Mitte der Drehspiegel angebracht ist.

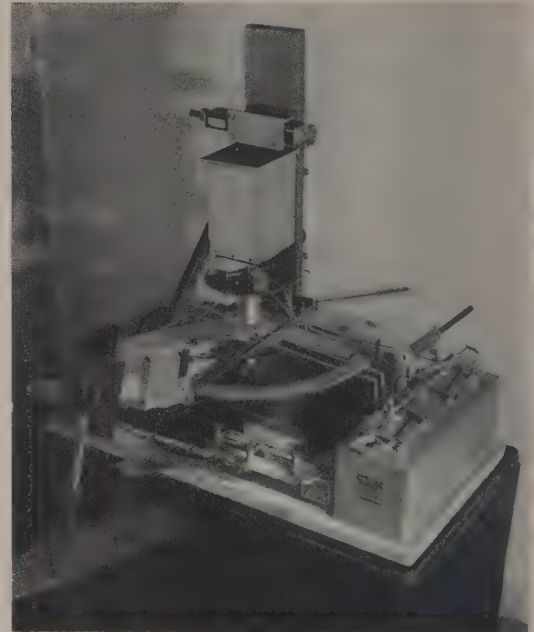


Abb. 7. Photographie der Kamera.

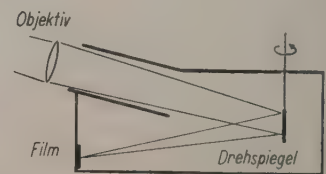


Abb. 8. Zur Wirkungsweise der Kamera. Das Licht fällt durch die Öffnung links oben über den Drehspiegel, der sich um eine vertikale Achse dreht, auf den Film, der an der Innenfläche der halbkreisförmigen Seitenwand eingezogen ist (vgl. auch Abb. 3 und Abb. 8).

Über Einzelheiten des Aufbaus, wie Synchronisierungs- und Verzögerungseinrichtungen, soll hier nicht viel gesagt werden. Erwähnt sei nur noch der Auslöse- und Schließmechanismus für die Beleuchtungsfunkfolge.

Es muß durch eine automatisch arbeitende Vorrichtung dafür gesorgt werden, daß sich die Beleuchtungsanlage in dem Augenblick einschaltet, in dem der Spiegel den Filmstreifen abzutasten beginnt, und daß sie sich ausschaltet,

bevor der Film ein zweites Mal belichtet wird. Außerdem darf nicht der Ausschalter vor dem Einschalter betätigt werden.

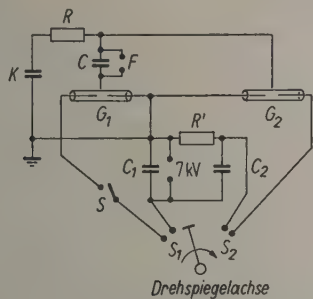


Abb. 9. Schaltbild der Synchronisierungseinrichtung.

Abb. 9 zeigt schematisch die Schaltungsvorrichtung. Die Teile K , R , C und F sind schon bekannt. G_1 und G_2 sollen Glasröhrchen darstellen, die als Hochspannungsschalter wirken. Solange sie unbeschädigt sind, isolieren sie die von außen herangeführten Schalterkontakte gegen die hineingeschobenen. Durch eine Spannungsquelle wird der Kondensator C_1 und über den Widerstand R' auch C_2 aufgeladen. S ist ein Handschalter, S_1 und S_2 sind Schalter, die mit dem Drehspiegel gekoppelt sind, so daß S_1 sich schließt, wenn der Spiegel das Objekt auf den Anfang des Films abbildet, wenn also die Beleuchtung eingeschaltet werden soll, und daß S_2 sich schließt, wenn die Beleuchtung abgeschaltet werden soll. Wird nun S geschlossen, so wird in dem Augenblick, in dem auch S_1 sich schließt, der Kondensator C_1 über die im Glasröhrchen G_1 befindliche Funkenstrecke entladen, die das Röhrchen sprengt. Damit ist dem Strom für die Speisung der Funkenfolge der Weg freigegeben, die Beleuchtung ist eingeschaltet. Erst jetzt liegt an den Enden von R' eine Spannung, und, sobald der Film abgetastet ist, S_2 also geschlossen wird, zerspringt auch das Röhrchen G_2 und schließt die Funkenstrecke F kurz.

Die eben beschriebenen Hochspannungsschalter sind zwar in der Handhabung nicht sehr bequem, bieten aber den Vorteil, unbedingt zuverlässig und genau zu arbeiten.

3. Aufnahme von Wasserdampfblasen

Aus einem Papinschen Topf wird Wasserdampf unter dem Druck von etwa 1,5 at über eine gläserne Düse in eine mit kaltem Wasser gefüllte Kuvette geleitet, wo er mit lautem, kreischendem Geräusch in Gestalt kleiner Blasen kondensiert. Solche Blasen wurden auf dreierlei Art photographiert (Abb. 13 ··· 16 und 20 ··· 22).

Die Abb. 13 ··· 15 zeigen Mikroaufnahmen. Die Durchmesser der Düsenöffnungen waren bei dieser Versuchsreihe 0,3 ··· 0,4 mm, die Vergrößerungen 10 ··· 17fach, die Bildfrequenzen 42000 ··· 65000/s. Die optische Anordnung ist in Abb. 10 skizziert. Der Beleuchtungsfunkne wird durch einen Kondensor auf das Objekt abgebildet, so daß das Bildfeld gut ausgeleuchtet ist. Ein Objektiv großer Öffnung bildet das Objekt auf den Film ab.

Leider setzt hier die beschränkte Lichtenergie des Beleuchtungsfunkens der Bildfrequenz einerseits,

der Vergrößerung andererseits bald eine Grenze, so daß die Bildfrequenz 65000/s bei einer Vergrößerung von 1 : 10 das Äußerste war, was erreicht wurde.



Abb. 10. Die optische Anordnung für die Aufnahme kleiner Blasen. Das Objekt ist durch einen Pfeil angedeutet.

In einer anderen Versuchsreihe wurden große Blasen von etwa 7 mm Durchmesser aufgenommen. Die Vergrößerung ist hier 1,2fach, die Bildfrequenz 40000/s. Abb. 11 zeigt die optische Anordnung. Hier sind die Beleuchtungsverhältnisse viel günstiger als bei den Mikroaufnahmen, und die Lichtenergie würde leicht noch bei einer Bildfrequenz von 100000/s und mehr hinreichen. Es hat aber bei den langen Zerfallszeiten der großen Blasen keinen Sinn, die Frequenz größer als 40000/s zu wählen.

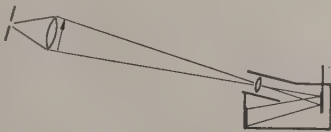


Abb. 11. Die optische Anordnung für die Aufnahme großer Blasen.

Im dritten Versuch werden die Blasen nach dem TÖPLERSchen Schlierenverfahren photographiert (Abb. 12).

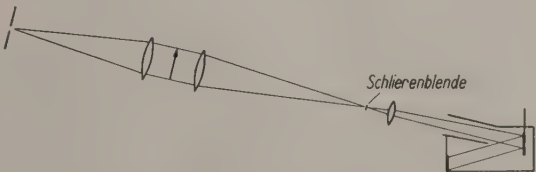


Abb. 12. Die optische Anordnung für die Schlierenaufnahmen.

Das durch den Schlierenkopf entworfene Bild des Beleuchtungsfunkens wird durch eine stabförmige Schlierenblende abgedeckt (Dunkelfeldbeleuchtung), so daß nur das durch Schlieren im Objekt abgelenkte Licht durch das Objektiv gelangen und die Schlieren selbst auf dem Film abbilden kann. Durch die starke Entwicklung der Kondensationswärmeschlieren vor der Düsenmündung heben sich auch die Umrisse der Blasen vom hellen Untergrund deutlich ab. Die Düsenöffnung hatte bei diesen Aufnahmen einen Durchmesser von 2,2 mm, die Verkleinerung war 1,6fach, die Bildfrequenz 40000/s.

4. Ergebnisse und Diskussion

a) Der Einfluß der Gasfüllung in der Blase

Die Theorie von RAYLEIGH in ihrer einfachen Form vernachlässigt die Wirkungen des unvermeidlichen Gasinhalts der Blasen. In der Tat sind diese Wirkungen nur von geringer Bedeutung, so daß die dort abgeleiteten Formeln in jedem Falle als eine gute Näherung für den tatsächlichen Ablauf des Kondensationsvorganges benutzt werden können. Es soll aber hier doch kurz diskutiert werden, in welchem Sinne die Gasfüllung das Ergebnis beeinflussen kann.

Nimmt man an, daß die Geschwindigkeit der Blasenoberfläche klein ist gegen die mittlere Molekulargeschwindigkeit des Wasserdampfes, so folgt daraus, daß die Blase stets mit Wasserdampf gefüllt ist, dessen Druck von der Größenordnung des der Wassertemperatur entsprechenden Sättigungsdruckes ist. Bei Zimmertemperatur beträgt dieser Druck etwa 2% des Atmosphärendruckes, so daß die Zeit der Blasenimplosion um etwa 1% länger sein müßte als es die Theorie fordert.

Nun ist tatsächlich die Geschwindigkeit der Blasenoberfläche gar nicht immer klein gegen die Molekulargeschwindigkeit. Außerdem beeinflussen die Kondensations- und Verdampfungswärme und die Wärmeleitung im Wasser den zeitlichen Druckverlauf in der Blase. Alles dies würde eine Verlängerung der Implosionszeit bewirken.

Die bisher vorliegenden Meßergebnisse aus anderen Arbeiten widersprechen einander noch vielfach. KNAPP und HOLLANDER maßen eine Zerfallszeit, die um etwa 7% länger ist als es die Theorie fordert, während HARRISON eine recht gute Übereinstimmung mit der Theorie findet. Auch die hier gemessenen Zeiten entsprechen etwa den von RAYLEIGH berechneten.

Außer dem Wasserdampf wird im allgemeinen noch Luft in der Blase enthalten sein, die sich gegenüber dem Dampf sehr langsam löst. Entsteht die Kavitationsblase durch mechanisches Zerreißen des Wassers, wie bei der Schwingungskavitation oder den Experimenten von KNAPP und HOLLANDER sowie von HARRISON, so wird der Luftgehalt klein sein; denn er kann, da die Diffusionsgeschwindigkeit der Luft im Wasser sehr gering ist, nur aus der kleinen Wassermenge stammen, die nach dem Zerreißen als Dampf die Blase füllt, und der Luftgehalt des Wassers beträgt im Höchstfall einige Prozent.

Die Luft spielt erst dann eine Rolle, wenn das Bläschen nahezu völlig zusammengefallen ist. In dem Augenblick aber wird sie durch die auf das Blasenzentrum zuströmende Wassermasse stark komprimiert und treibt durch ihre Federung das Wasser wieder auseinander. Das kann sich, wie die

Aufnahmen von KNAPP und HOLLANDER zeigen, mehrmals wiederholen.

Daß wirklich die Luft für das Wiederausschwingen der Blasen verantwortlich ist, zeigen die Meßergebnisse von HARRISON: Bei Abwesenheit der Luft fällt die Blase zusammen, ohne wieder auszuspringen.

Bei der Überlegung, welchen Einfluß die Wasserdampfzuführung ausüben könnte, wurde angenommen, daß der Dampf im Innern der Blase mit dem umgebenden Wasser im Gleichgewicht ist, d. h., daß im Mittel ebensoviele Dampfmoleküle vom Wasser aufgenommen wie solche dank ihrer thermischen Energie vom Wasser in das Innere der Blase abgestoßen werden.

Bei den in dieser Arbeit beschriebenen Versuchen ist das von vornherein nicht der Fall. Der Druck des von der Düse ausgestoßenen Wasserdampfes ist wesentlich höher als es dem Sättigungsdruck des umgebenden Wassers entspricht. Es werden also viel mehr Dampfmoleküle von der Oberfläche aufgefangen als diese in die Blase zurückwirft. Es bewegt sich daher ein einsinniger Dampfstrom auf die Blasenoberfläche zu. Die Wasserdampfmoleküle werden dort absorbiert, nicht aber die von ihnen mitgerissenen Luftteilchen. Die Folge ist, daß sich die Luft an der Blasenoberfläche sammelt. Nach einiger Zeit wird sie sich vorwiegend dort aufhalten und die Blase auf diese Weise gegen die weitere Kondensation etwas abschirmen. Der Dampf wird gewissermaßen durch ein Sieb, bestehend aus Luftmolekülen, hindurchgepreßt.

Daß sich die Blase außer mit einer Luftschicht noch mit einer Schicht heißen Kondenswassers umgibt, die sie ebenfalls vor weiterer Kondensation abschirmt, wurde schon angedeutet.

b) Auswertung der Aufnahmen

Es sollen nun die mit dem Kinematographen aufgenommenen Bilder von Wasserdampfblasen besprochen werden.

Abb. 13 zeigt ein Bläschen, das aus einer engen Düse mit einem Überdruck von etwa 0,5 at in Wasser von Zimmertemperatur eingeblasen wird. Der engste Querschnitt der Düse beträgt 0,23 mm. Die Düsenmündung ist am oberen Rand des Bildes noch eben sichtbar. Der zeitliche Bildabstand ist 24 μ s. Auffällig ist das langsame Hervorkommen des Bläschens und demgegenüber der rasche Zerfall nach der Abschnürung. Das erstere dürfte eine Folge der eben erwähnten Isolationsschicht sein. Ob die Luft- oder die Heißwasserschicht wirksamer ist, läßt sich nicht sagen. Die Heißwasserschicht ist als helle Wärmeschliere zu erkennen.

Nachdem das Bläschen die Düse verlassen hat, schnürt es sich sehr rasch ab, und man sieht deut-

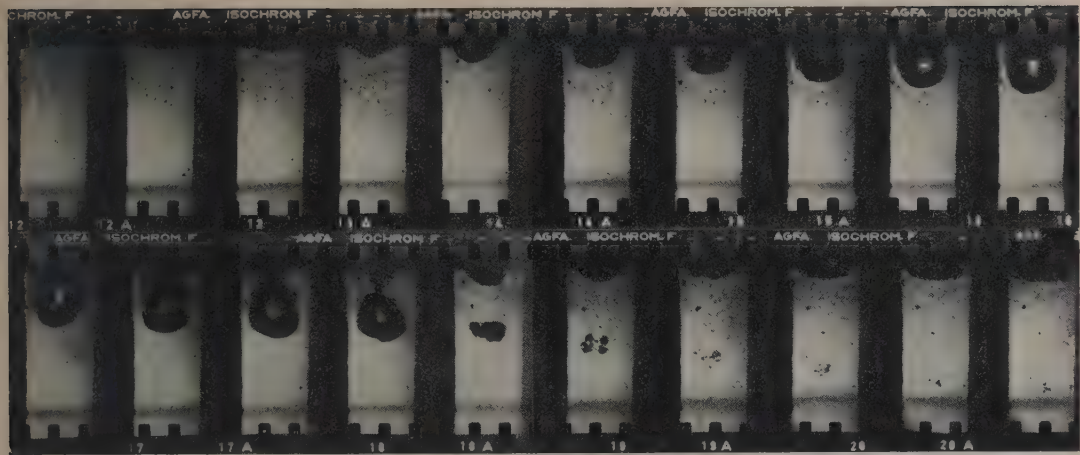


Abb. 13. Kondensierende Wasserdampfblase. Vergrößerung 15,5fach, Bildfrequenz 42 000/s. (Der Anfang der Bildreihen ist immer links.)

lich, daß die Kondensation vorwiegend von der Abschnürungsstelle ausgeht. Auch das ist nicht verwunderlich, denn dort ist die Isolationsschicht noch dünn.

Charakteristisch ist auch das Zerspringen der Blase in mehrere Einzelteile, das ja, wenn auch nicht so ausgeprägt, schon Kornfeld und Suvorov beobachteten.

Als Rückstand bleiben einige Luftblasen, die sich noch lange im Wasser halten. Die Zerfallszeit ist wesentlich größer als es die Theorie fordert, was zweifellos auf die Wirkung der Isolationsschicht zurückzuführen ist.

Bei den Abb. 14 und 15 sind die Versuchsbedingungen ähnlich wie bei der Abb. 13. Der Druck, mit dem der Dampf ausgeblasen wird, ist jetzt 1,5 at, der Luftgehalt des Dampfes geringer als bei den vorigen

Aufnahmen, die Vergrößerung ist 10fach und der Bildabstand 15,5 μ s.

Auffallend ist — besonders in Abb. 15 — das fast vollständige Verschwinden des Bläschens nach der Abschnürung und das ebenso plötzliche Wiederscheinen. Hier liegt der Fall des Wiederausschwingens vor, von dem schon mehrfach die Rede war.

Über die Zerfallszeit läßt sich der zu geringen Bildfrequenz wegen nur sagen, daß sie größenordnungsmäßig der von der Theorie geforderten entspricht.

Auf eine Erscheinung sei hingewiesen, von der im folgenden noch die Rede sein wird: In dem Augenblick, da das Bläschen sich zusammengezogen hat, sind auch die in seiner Umgebung sich zufällig aufhaltenden Luftblasen — man erkennt sie an der kugelförmigen Gestalt — nahezu verschwunden, um danach wieder zu erscheinen. (Der Pfeil in Abb. 15 weist auf ein solches Luftbläschen hin. Vor der Implosion waren es zwei, nachher sind sie zu einer koaguliert.) Offenbar wird während der Implosion eine Stoßwelle abgestrahlt, die die Luftbläschen für kurze Zeit zusammendrückt. Das kann



Abb. 14 und 15. Kondensierende Wasserdampfblasen. Vergrößerung 10fach, Bildfrequenz 65 000/sec.

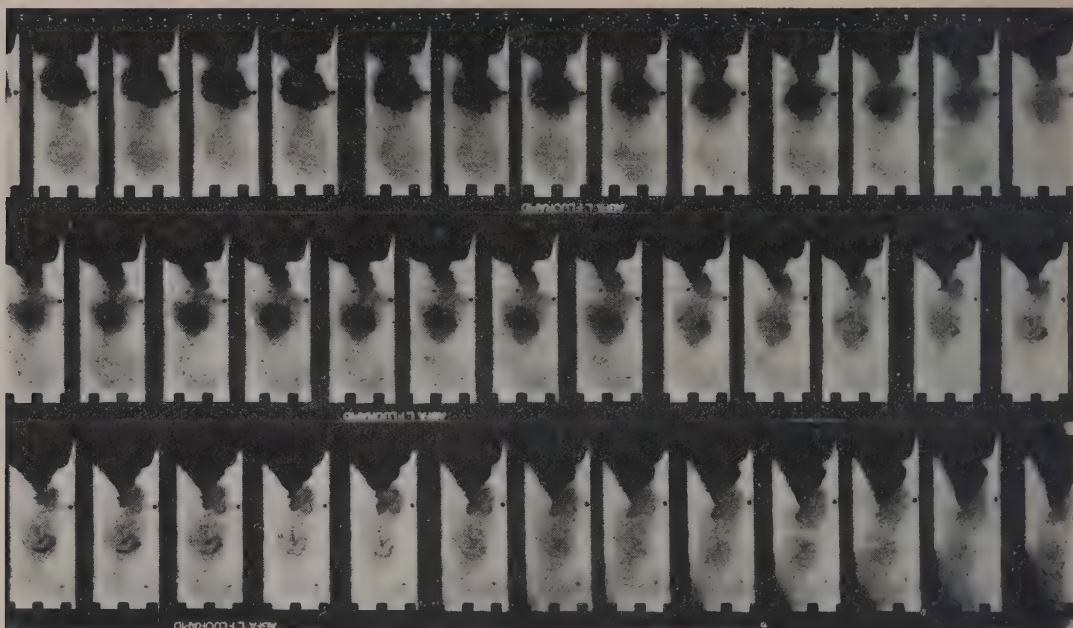


Abb. 16. Kondensierende Wasserdampfblasen. Originalgröße, Bildfrequenz 40 000/s.

man bei Stoßwellen in Wasser häufig beobachten. Die von einer Welle getroffene Blase strahlt dann im allgemeinen von sich aus wieder eine schwache Stoßwelle ab, und zwar mit einer der Eigenschwingung des Bläschens entsprechenden Verzögerung.

Nach der einmaligen Implosion löst sich das Dampfbläschen langsam auf. Als Rückstand bleibt ein aus vielen winzigen Luftbläschen bestehender schwacher „Nebel“.

Um die Möglichkeit zu haben, den Kondensationsverlauf im einzelnen etwas besser zu betrachten, wurden wesentlich größere Blasen untersucht, für die die Zerfallszeit groß ist gegen den zeitlichen Bildabstand. Abb. 16 zeigt Aufnahmen von solchen Blasen. Der Querschnitt der Düsenöffnung ist 3,5 mm, die Vergrößerung 1,2fach, der Bildabstand 25 μ s. Man sieht nun deutlich, wie die Blase schwingend zusammenfällt.

In Abb. 17 ist zu Abb. 16 die Abhängigkeit des Blasenradius von der Zeit graphisch dargestellt.

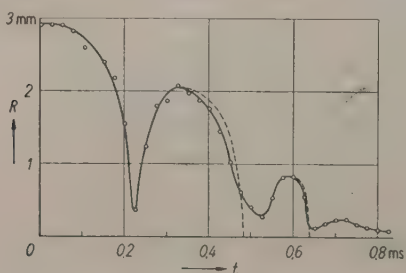


Abb. 17. Die Abhängigkeit des Blasenradius von der Zeit.

Zum Vergleich sind die der RAYLEIGHschen Theorie entnommenen Kurven für die zweite und dritte Implosion eingezeichnet. Für die erste stimmt sie genau mit der gemessenen Kurve überein, was aber zufällig so sein mag; denn die Verbindung der Blase mit der Düse reißt erst unmittelbar vor dem Einbruch ab.

Hier wie bei allen Aufnahmen dieser Art ist, wenn überhaupt eine markante Implosion auftritt, nur die erste durch einen scharfen Einbruch ausgeprägt, die darauf folgenden verlaufen sehr viel weicher. Darin unterscheiden sich diese Blasen auffallend von denen, die KNAPP und HOLLANDER beobachteten. Dort traten stets mehrere scharfe Einbrüche nacheinander auf, und auch die Dämpfung der Blasenschwingung war wesentlich geringer.

Zweifellos unterscheiden sich Blasen, die mit einem scharfen Einbruch implodieren, von solchen, die weich ausschlagen, durch ihren verschiedenen Luftgehalt. Im ersten Fall ist der Luftanteil im Wasserdampf gering, die Blase zieht sich bei der Implosion auf ein sehr kleines Volumen zusammen und schnell rasch wieder auseinander. Im zweiten Fall stellt die Luft eine weiche Federung dar.

Demnach enthalten die Blasen bei KNAPP und HOLLANDER, wie schon erwähnt, wenig Luft während der ganzen Ausschwingzeit.

Bei den hier beobachteten Blasen scheint der Vorgang komplizierter zu sein. Scheinbar enthält die Blase bei der ersten Implosion wenig, danach aber viel Luft.

Eine Erklärung läßt sich folgendermaßen geben: Es wurde bereits gesagt, daß sich die Luft des aus der Düse hervortretenden Bläschens vorwiegend an dessen Oberfläche befindet. Während des Zusammenfallens zerreißt nun diese Lufthaut in viele kleine Teile. Das Wasser stürzt, die Luftteilchen umströmend und weiter zerstäubend (Abb. 18), auf das Zentrum der Blase zu. Es bleibt also beim Zerfallen der Blase die Luft als ein aus vielen winzigen Bläschen bestehender Nebel zurück.

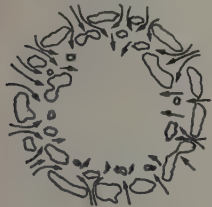


Abb. 18.
Zur Deutung der Entstehung
des Nebels durch Zerreißen der
Lufthülle beim Einstromen des
Wassers.

Der Nebel ist in allen Abbildungen größerer Blasen deutlich zu erkennen. Im Laufe etwa einer Mikrosekunde löst er sich auf. Abb. 19 zeigt einen Ausschnitt eines solchen Nebels in 20facher Vergrößerung. Neben vielen runden Bläschen sind auch solche zu sehen, die sich noch nicht zur Kugelgestalt formiert haben.

Das zur Blasenmitte strömende Wasser trifft dort nur einen verhältnismäßig kleinen Luftkern, auf den es hart aufprallt. Dabei wird eine heftige Stoßwelle abgestrahlt, die den Nebel fast völlig komprimiert. Die Kompression wiederum geschieht offenbar unter großem Energieverlust. Auf welche Weise die Energie abfließt, ist schwer zu sagen. Es ist möglich, daß durch den großen Druck im Innern der Bläschen (er erreicht einige 1000 at) die Luft sich sehr schnell löst. Es ist aber auch möglich, daß die Energie in Form von Wärme aus den durch die Kompression stark erhitzten Nebelbläschen in das umgebende Wasser abfließt. Dabei ist noch in beiden Fällen zu bedenken, daß die Oberfläche aller Nebelbläschen viel größer ist als die einer Blase des gleichen Volu-

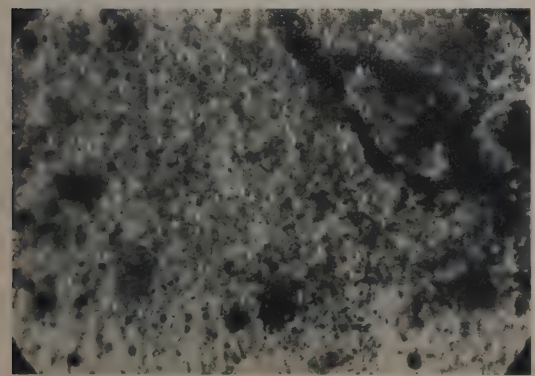


Abb. 19. Ausschnittsvergrößerung eines Nebels in der Umgebung einer implodierenden Blase. Die Gaseinschlüsse erscheinen schwarz auf hellem Grund; Vergrößerung 20fach.

mens und daß infolgedessen die Luft in Nebelform einen wesentlich größeren Energieverlust bewirkt als wenn sie, wie bei KNAPP und HOLLANDER und auch bei HARRISON, sich im Innern der Blase befindet.

Tatsächlich läßt auch die Form der Stoßwelle, wie sich noch zeigen wird, auf einen Energieverlust der eben beschriebenen Art schließen. Nebenbei hat anscheinend die Stoßwelle, wie schon angedeutet, die Eigenschaft, Luftbläschen zu koagulieren.

Die Blase schwingt nun nach der Implosion mit verringerter Energie wieder aus. Die Nebelbläschen werden von ihr verschluckt, haften aber nun nicht mehr — wie zuerst — an der Oberfläche, sondern sind durch die erste Implosion auf das ganze Innere der Blase verteilt. Bei der zweiten Implosion ist also der Kern wesentlich weicher als bei der ersten.

Schließlich schwingt, nachdem der Wasserdampf kondensiert ist, die übriggebliebene Luftblase mit der ihr eigentümlichen Frequenz aus. In Abb. 17 beschreibt das die letzte flache Erhebung der Kurve. Die Frequenz gehorcht, wenn auch nicht ganz genau, was bei der Gestalt des Bläschens nicht verwunderlich ist, der dafür gültigen Formel.

Auch die Tatsache, daß hier die Zerfallszeiten der Blasen, anders als bei KNAPP und HOLLANDER, stets größer sind als die Aufbauzeiten, läßt sich auf die Wirkung des Nebels zurückführen.

c) Die Schallabstrahlung

Läßt man in der hier beschriebenen Weise Wasserdampf kondensieren, so ist dieser Vorgang immer begleitet von einem lauten, kreischenden Geräusch. In der Vermutung, daß dies Geräusch die bei der Implosion der Blasen abgestrahlten Stoßwellen hervorrief, wurden die Blasen noch einmal nach dem oben genannten Schlierenverfahren photographiert.

Es zeigte sich sofort, daß die Vermutung nicht zutraf. Die Grundfrequenz des Tones, die sich recht gut messen ließ, war genau gleich der Anzahl der in der Sekunde die Düse verlassenden Blasen, hier etwa 1 kHz. Die Abmessungen der Küvette (etwa 10 cm Durchmesser) sind klein gegen die bei 1 kHz im Wasser laufenden Schallwellen, so daß sich in der Küvette keine Dichtewellen dieser Frequenz ausbilden können. Die Schallabstrahlung kommt einfach dadurch zustande, daß die Wasseroberfläche sich im Rhythmus des Erscheinens und Verschwindens der Blasen hebt und senkt und auf diese Weise den Ton in die Luft abstrahlt. Die die Blase umgebende Wassermasse wirkt dabei als Trägheitswiderstand.

Nicht jede Blase strahlt eine Stoßwelle ab, wie auch der erste scharfe Einbruch häufig fehlt. Ist aber ein solcher Einbruch vorhanden, so wird auch stets eine Stoßwelle beobachtet.

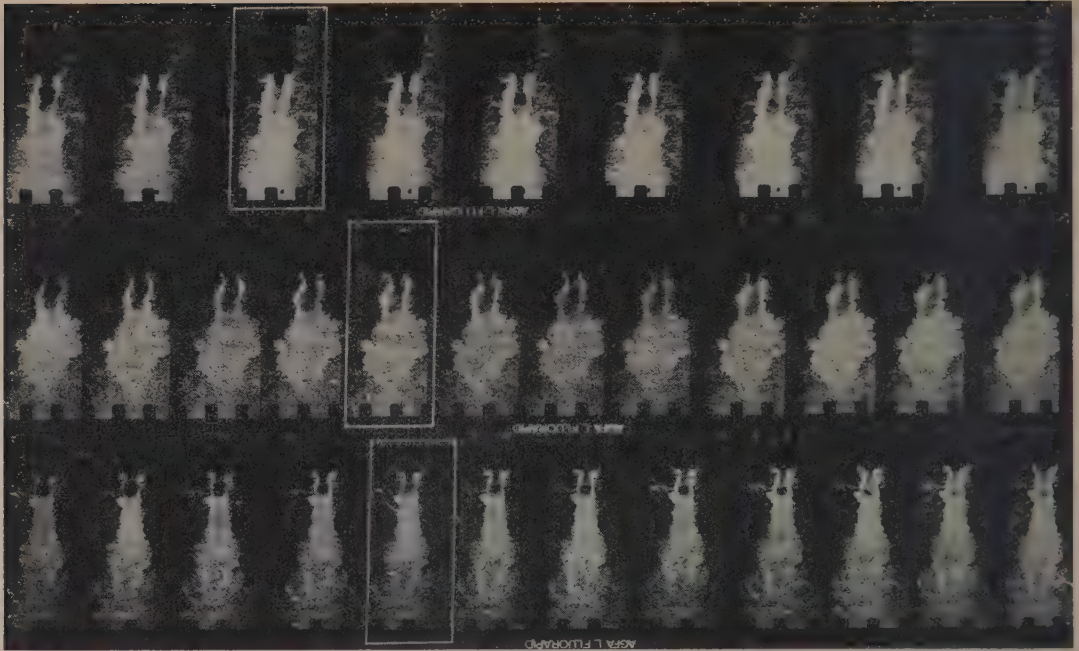


Abb. 20—22. Schlierenaufnahmen kondensierender Wasserdampfblasen. Verkleinerung 1,7fach, Bildfrequenz 40 000/s. Die Bilder, auf denen die Stoßwelle erscheint, sind eingerahmt.

Die Abb. 20 . . . 22 zeigen Schlierenaufnahmen solcher Stoßwellen. Die Verkleinerung ist 1,6fach, der Bildabstand 25 μ s.

Die Stoßwellen sind recht unterschiedlich in ihrer Intensität und Breite. In Abb. 20 sieht man sie nur sehr schwach etwa 4 mm links neben dem Blaskern. Dafür erkennt man aber gut die Blase selbst; sie ist zu einem winzigen Punkt zusammengeschrumpft.

Übrigens sieht man auf allen Schlierenaufnahmen, daß der Nebel im Augenblick der Implosion besonders dünn erscheint.

In Abb. 21 werden zwei Stoßwellen nacheinander von verschiedenen Zentren ausgestrahlt. Der zeitliche Abstand zwischen beiden beträgt 2 μ s. Daß mehrere solcher exzentrischen Stoßwellen hintereinander laufen, ist sehr häufig zu beobachten. Offenbar teilt sich auch hier die Blase während der Implosionsphase in mehrere Teile, die dann unabhängig voneinander implodieren. Es wurden hier Zeitabstände zwischen den einzelnen Implosionen von mehr als 10 μ s gemessen.

Eine recht heftige Stoßwelle, die auch qualitative Aussagen über Impulsdauer und -form gestattet, zeigt Abb. 22. Sie ist sogar stark genug, um in der Glasdüse eine Kopfwelle auszulösen (auf der linken Seite).

Die Struktur der Stoßwellen ist auf den sehr hart abgezogenen Positiven nicht zu erkennen, auf den

Negativen jedoch recht gut. Den besten Eindruck von der Art des Impulses gibt das Negativ der Abb. 22. Die Breite ist etwa 1,5 mm entsprechend der zeitlichen Länge von 10^{-6} s.

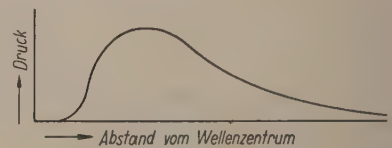


Abb. 23. Druckverlauf in der Stoßwelle.

In Abb. 23 ist der Druckverlauf der Stoßwellen skizziert. Seine Gestalt ist insofern ganz ungewohnt, als hier der flache Ast dem steilen voranläuft, und das ist um so erstaunlicher, als die Welle ja die Nebelatmosphäre durchlaufen hat, also ein Medium mit stark nichtlinearen Eigenschaften der Art, daß gerade eine Aufsteilung der vorderen Wellenfront zu erwarten wäre. Diese Wellenform erinnert sehr an das Druckdiagramm eines unelastischen Zusammenstoßes.

Die Vorstellung ist hier die, daß die Stoßwelle die Luft in den Nebelbläschen komprimiert. Während des Druckanstiegs findet, sei es durch die abfließende Wärme oder dadurch, daß sich bei dem hohen Druck die Luft rasch im Wasser löst, ein immer stärker werdender Energietransport nach außen statt. Diese Energie steht in der nun folgenden Expansionsphase

nicht mehr zur Verfügung. Das Druckdiagramm wird also unsymmetrisch im oben beschriebenen Sinn.

Zweifelloos ist diese Deutung, wie auch die der vorher besprochenen Phänomene, mit den bisher vorliegenden Meßergebnissen teilweise noch nicht befriedigend gesichert. Es ist daher geplant, die hier gegebenen Vorstellungen über den Kavitationsablauf durch weitere Messungen zu überprüfen bzw. zu vertiefen. Das Ziel der folgenden Arbeit soll die Untersuchung der recht verwickelten Vorgänge bei der Schwingungskavitation mit Hilfe der hier beschriebenen optischen Methoden sein.

Herrn Prof. Dr. E. MEYER, der die Anregung zu dieser Arbeit gab, habe ich für sein stets förderndes Interesse und für zahlreiche wertvolle Ratschläge zu danken.

(Eingegangen am 6. November 1953.)

Schrifttum

- [1] MÖLLER, H. G. und SCHOCH, A., Versuche über die Entstehung der Druckstöße der Kavitation. *Akust. Z.* **6** [1941], 165.
- [2] LANGE, Th., Methoden zur Untersuchung der Schwingungskavitation in Flüssigkeiten mit Ultraschall. *Acustica* **2** [1952], Beiheft 2, AB 75.
- [3] ESCHÉ, R., Untersuchung der Schwingungskavitation in Flüssigkeiten. *Acustica* **2** [1952], Beiheft 4, AB 208.
- [4] KORNFIELD, M. und SUVOROV, L., On the destructive action of cavitation. *J. appl. Phys.* **15** [1944], 495.
- [5] KNAPP, R. und HOLLANDER, A., Laboratory investigations of the mechanism of cavitation. *Trans. Amer. Soc. mech. Engrs* **70** [1948], 419.
- [6] HARRISON, M., Experimental study of single bubble cavitation noise. *J. acoust. Soc. Amer.* **24** [1952], 776.
- [7] LORD RAYLEIGH, On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Phil. Mag.* **34** [1917], 94.
- [8] NOLTINGH, B. E. und NEPIRAS, E. A., Cavitation produced by ultrasonics. *Proc. Phys. Soc. B.* **63**, **9** [1950], 674.

Buchbesprechung

Das Relaxationsverhalten der Materie, Vorträge und Diskussionen der 2. Marburger Diskusstagung vom 2.—4. 10. 1953, herausgegeben von F. H. MÜLLER, Sonderausgabe der *Kolloid-Zeitschrift* Bd. 134. Verlag Dr. Dietrich Steinkopff, Darmstadt 1953, 224 S. 122 Abb., kartoniert DM 24,—.

Inhaltsübersicht

- MEIXNER, J., Die thermodynamische Theorie der Relaxationserscheinungen und ihr Zusammenhang mit der Nachwirkungstheorie.
- KNESER, H. O., Mechanische Relaxation einfacher Systeme.
- v. d. MAREL, L. C., Paramagnetische Relaxation.
- FELDTKELLER, R., Ferromagnetische Relaxationsvorgänge.
- JENCKEL, E., Zur Verwendung von Modellen für das plastisch-elastische Verhalten.
- GROSS, B., Relaxationsspektren I.
- GROSS, B., Prinzipielles zum Problem der Relaxationsspektren (Rheologische Verteilungsfunktionen II).
- MÜLLER, F. H., Allgemeine Probleme der spektralen Analyse (Temperatur und Frequenzdispersion, Superposition).
- KRÜGER, H., Relaxationszeiten bei Kernresonanzmessungen.
- BROT, C., MAGAT, M. et Mme. L. REINISCH, Sur la dispersion diélectrique dans le domaine décimétrique et centimétrique.
- WÜRSTLIN, F., Dielektrische Dispersion an Hochmolekularen.
- SCHMIEDER, K. und WOLF, K., Mechanische Relaxationserscheinungen an Hochpolymeren (Beziehungen zur Struktur).

STAVERMAN, A. J., Mechanische Spektren, ihre Zerlegung und thermodynamische Deutung.

KUBÁT, J., Zur statistischen Behandlung von Relaxationsprozessen.

MÜLLER, F. H., Platzwechsel und Relaxation.

Die Relaxationserscheinungen finden in allen Gebieten der Physik und der Physikalischen Chemie steigende Beachtung, und ihre theoretische und experimentelle Behandlung hat bereits beachtliche Erfolge erzielt. Aus der Erkenntnis heraus, daß im augenblicklichen Stadium unserer Kenntnisse über das Relaxationsverhalten der Materie eine Diskussion im kleineren Kreis anschließend an Darstellungen der einzelnen Teilgebiete besonders wirksam zu sein versprach, wurde im Oktober 1953 die obengenannte Tagung von Prof. Dr. F. H. MÜLLER in Marburg veranstaltet. Das vorliegende Sonderheft der *Kolloid-Zeitschrift* enthält dankenswerterweise neben dem Wortlaut aller Vorträge auch die zugehörigen Diskussionen, die nicht nur oft neue Gesichtspunkte enthalten, sondern den Stoff der Vorträge auch besonders lebendig machen. Die oben aufgeführten Beiträge, die von führenden Fachleuten der Teilgebiete stammen, überdecken das ganze Gebiet der Relaxationserscheinungen. Diese Übersicht zeigt, daß mit dem vorliegenden Heft nicht nur ein Bericht einer außerordentlich erfolgreichen Tagung entstanden ist, sondern auch eine ausgezeichnete umfassende Übersicht über das ganze Gebiet mit handbuchartigem Charakter, die durch die kurze Zeit bis zur Veröffentlichung außerdem noch den großen Vorteil hat, daß alle Ergebnisse dem neuesten Stand entsprechen. Es soll nicht versäumt werden, den Wert dieses Heftes, für dessen Entstehung Prof. Dr. F. H. MÜLLER besonders zu danken ist, für alle auf dem Relaxationsgebiet arbeitenden Physiker und Chemiker zu betonen.

K. Tamm.

EIGENFREQUENZSTATISTIK UND ANREGUNGSSTATISTIK IN RÄUMEN

Modellversuche mit elektrischen Wellen

von M. SCHRÖDER

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Im ersten Teil der Arbeit wird die Frequenzabstandsstatistik der Eigenschwingungen von Hohlraumresonatoren untersucht. Es zeigt sich, daß die bei regelmäßigen Körpern auftretenden nicht-zufälligen Entartungen durch sehr kleine Abweichungen von der geometrischen Symmetrie aufgehoben werden können: bei einem Kubus mit einer Kantenlänge von 20 cm ist die mittlere Entartung bei Wellenlängen um 3 cm 24fach. Aber schon wenn die Kantenlängen um 0,1 cm voneinander differieren, ist die Verteilung der Abstände der Eigenfrequenzen eine rein zufällige.

Im zweiten Teil wird die Anregungsstatistik der Eigenschwingungen untersucht. Auch hier bildet wieder ein entarteter Fall den Ausgangspunkt. Ein quaderförmiger Hohlraumresonator wird auf einer Flächenmitte angeregt. Dabei wird nur ein Viertel aller Eigenschwingungen erfaßt. Aber schon das Hineinwerfen eines kleinen Störkörpers mit dem Volumen (Wellenlänge)³ in den Resonator genügt, um die Eigenschwingungen des Quaders so stark miteinander zu vermischen, daß alle Eigenfrequenzen angeregt werden, und zwar mit der für einen völlig regellosen Körper gültigen Statistik.

Obwohl die vorliegenden Untersuchungen hauptsächlich innerhalb der Raumakustik von Interesse sind, wurden alle Messungen mit elektrischen Wellen in metallischen Hohlräumen gemacht. Das hat einen bestimmten Grund: das Auflösungsvermögen (der Reziprokwert der mittleren relativen Halbwertsbreite der Resonanzkurven) eines elektrischen Hohlraumresonators liegt bei einigen 10⁴, so daß die einzelnen Resonanzen auch in höheren Ordnungen sauber getrennt werden können.

Summary

In the first part of the present paper the normal frequency spacing statistics of resonant cavities is investigated. It is shown that the non-accidental degenerations of regular rooms can be effectively split up by minute deviations from geometric symmetry. With a cube of 20 cm length, for instance, the average degree of degeneration is 24 at 3 cm wavelength. But a difference between the three dimensions of 0.1 cm only suffices to make the spacing statistics a purely random one.

In the second part the excitation statistics of the normal modes is investigated. Here again a degenerate case is the starting point. A rectangular cavity is excited at the central point of one of its surfaces. In this manner only one fourth of the normal modes will be excited. But introducing a tiny perturbing element with a volume of (wavelength)³ into the resonator results in all the modes being excited according to a purely random law.

Though the present investigation is of interest within the domain of room acoustics predominantly, all measurements have been performed with microwaves in metallic cavities, because of their high Q which is in the order of some 10⁴. Thus the individual resonances can be resolved even at higher ratios of room dimensions to wavelength.

Sommaire

Dans la première partie de cet article, on étudie la statistique des intervalles de fréquence entre les oscillations propres des cavités résonnantes. On montre que les dégénérescences non accidentelles qui ont lieu dans les cavités de forme régulière peuvent disparaître s'il y a des petits écarts par rapport à la symétrie géométrique: dans le cas d'un cube ayant 20 cm d'arête, le taux moyen de dégénérescence est de 24 pour des longueurs d'onde voisines de 3 cm. Mais, si les longueurs des arêtes diffèrent déjà entre elles de 0,1 cm, la distribution des intervalles entre les fréquences propres devient purement une distribution au hasard.

Dans la seconde partie, on étudie la statistique de l'excitation des fréquences propres. Dans ce cas aussi, on part d'un cas de dégénérescence. On a excité une cavité parallélépipédique creuse au centre d'une de ses faces; il n'intervient alors que le quart des fréquences propres. Mais il suffit déjà d'introduire dans le résonateur un petit élément perturbant dont le volume est égal au cube de la longueur d'onde pour qu'il y ait une contribution importante de toutes les oscillations propres du parallélépipède: toutes les fréquences propres sont alors excitées, et l'excitation a lieu suivant la statistique relative à une cavité ne présentant absolument aucune régularité.

Bien que les recherches ci-dessus présentent surtout de l'intérêt pour les problèmes d'acoustique des salles, on a fait toutes les mesures au moyen d'ondes électriques émises dans des cavités métalliques. La raison en est la suivante: le pouvoir de résolution d'une cavité en résonance électrique (c'est-à-dire l'inverse de la valeur moyenne de la demi-largeur relative de la courbe de résonance) est de l'ordre de 10^4 , de sorte qu'on peut séparer convenablement les différentes résonances, même celles d'ordre élevé.

1. Einleitung

Die Frequenzkurve eines Raumes kann als Überlagerung der einzelnen Resonanzkurven betrachtet werden. Daraus folgt, daß die Frequenzkurve durch drei Verteilungen bestimmt ist: die Statistik der Abstände, der Anregungen und der Dämpfungen der einzelnen Eigenschwingungen. Von diesen drei Verteilungen sind die ersten beiden in der vorliegenden Arbeit untersucht worden.

Es wird gezeigt, daß für alle wirklichen, größeren Räume die Abstands- und Anregungstatistik die eines völlig regellosen Raumes sind. Danach können die Schwankungen der Frequenzkurve eines Raumes (mittlere Höhe der „Berge“, mittlerer Abstand der Maxima usw.) im Grenzfall „Halbwertsbreite groß gegen den mittleren Abstand der Eigenfrequenzen“ (EF) und „Lineardimensionen des Raumes groß gegen die Wellenlänge“ nur eine Funktion der Nachhallzeit sein.

Die Messungen wurden an elektromagnetischen Hohlraumresonatoren vorgenommen, die ein viel höheres Auflösungsvermögen besitzen als analoge akustische. Die relative Halbwertsbreite der Resonanzen ist in guter Näherung Sd/V , wobei V das Volumen und S die Oberfläche des Resonators sind; d ist die Dicke der Skinschicht. Bei Wellenlängen um 3 cm, die wegen der relativ einfachen Experimentiertechnik verwandt wurden, ist d ungefähr 10^{-4} cm. Bei Räumen mit Lineardimensionen um 20 cm ist die relative Halbwertsbreite kleiner als 10^{-4} .

Die Übertragung der Ergebnisse an elektrischen Hohlraumresonatoren auf entsprechende akustische Räume bereitet keine Schwierigkeiten, wenn man nur berücksichtigt, daß die Anzahl der EF in einem bestimmten Intervall etwa doppelt so groß wie im analogen akustischen Fall ist. Das liegt an dem transversalen Charakter der elektromagnetischen Wellen, zu deren vollständiger Beschreibung außer den bei der Luftschallwelle erforderlichen Daten noch die Angabe der Polarisationsrichtung hinzu kommt. Für einen quaderförmigen Raum kann man die EF-Dichten in Abhängigkeit vom Volumen V , der Oberfläche S und der Kantenlänge L angeben:

Anzahl der akustischen EF (1 a)

$$= \left(\frac{4\pi V}{\lambda^3} + \frac{\pi S}{2\lambda^2} + \frac{L}{8\lambda} \right) \cdot \frac{\Delta f}{f},$$
(1 b)

Anzahl der elektrischen EF $= \left(\frac{8\pi V}{\lambda^3} - \frac{L}{4\lambda} \right) \cdot \frac{\Delta f}{f}.$

Hierin sind λ die Wellenlänge und $\Delta f/f$ die relative Größe des Frequenzintervalls.

Für die Anzahl der elektrischen EF soll hier nur der durch das Volumen gegebene Term berücksichtigt werden. Die Korrektur durch Hinzunahme des Kantenlängenterms beträgt nur etwa -1% . Die Formel (1 b) läßt sich dann in der folgenden einfachen Form schreiben:

$$\frac{\overline{df}}{f} = \frac{\lambda^3}{8\pi V}. \tag{2}$$

Hierin ist \overline{df}/f der mittlere relative Abstand benachbarter EF.

Ein weiterer Unterschied zur Akustik besteht darin, daß im elektrischen Fall beide Feldgrößen Vektoren sind. Beim Luftschall gibt es eine skalare Feldgröße, den Schalldruck. Dadurch ist bei einem akustischen quaderförmigen Resonator die Möglichkeit gegeben, alle EF gleichmäßig anzuregen, da alle Eigenschwingungen in den Ecken einen Bauch des Schalldruckes aufweisen. Bei einem elektrischen Hohlraumresonator ist es hingegen unmöglich an einem Punkt so anzuregen, daß alle EF gleichmäßig erfaßt werden.

2. Die Statistik der Eigenfrequenzabstände

a) Definition eines Abstandsparameters

Als kennzeichnende Größe für die mehr oder weniger gleichmäßige Verteilung der EF wurde von R. H. BOLT [1], [2] das zweite Moment der Statistik der Abstände zwischen je zwei benachbarten EF eingeführt, bezogen auf den im wesentlichen durch das Volumen gegebenen mittleren Abstand. Diese Größe nennt er Ψ :

$$\Psi = \frac{\frac{1}{N} \sum df^2}{\left(\frac{1}{N} \sum df \right)^2} = \frac{N}{\Delta f^2} \cdot \sum df^2.$$

Hierin sind df der Abstand benachbarter EF, Δf die Größe des betrachteten Intervalls und N die Anzahl der EF in diesem Intervall.

Bei äquidistanter Lage der EF wird Ψ gemäß dieser Definition gleich Eins. Bei einer reinen Zufallsverteilung, bei der das Auftreten eines Abstandes df mit einer Wahrscheinlichkeit proportional $\exp(-df/\overline{df})$ erfolgt, wird $\Psi=2$. Bei Räumen mit hoher geometrischer Symmetrie (Kugel, Kubus, Rotationsellipsoid, Quader mit quadratischem Querschnitt, Zylinder usw.) treten nicht-zufällige Entartungen auf. Es fallen mehr oder weniger viele EF

zusammen und hinterlassen entsprechend große Lücken auf der Frequenzachse. Das relative Schwankungsquadrat der Abstandsstatisik der EF, Ψ , ist groß, da neben dem Frequenzabstand Null größere Abstände häufiger auftreten, als es bei einer reinen Zufallsverteilung der Fall wäre. Die Frage ist, wie stark die Gestalt des Resonators von der geometrischen Symmetrie abweichen muß, um die Verteilung der EF regellos zu machen. Quantitativ wird der Grad der Regellosigkeit durch die Annäherung des Ψ an den Wert 2 gemessen.

Es sei noch erwähnt, daß aus $\Psi=2$ nicht in jedem Falle auf eine reine Zufallsverteilung geschlossen werden kann. Bei einem zylindrischen Resonator zum Beispiel, dessen Querschnitt durch eine Drehung mit einem Drehwinkel kleiner als 180° in sich übergeführt werden kann und der in der Grundschwingungsform betrieben wird, sind die EF einfach entartet und liegen äquidistant. Das ergibt in dem Frequenzbereich, in dem der Resonator nur in der Grundschwingungsform schwingen kann, ebenfalls $\Psi=2$, obwohl von einer Regellosigkeit der Verteilung der EF keine Rede sein kann.

b) Ergebnisse

Die Messungen wurden begonnen mit einem quaderförmigen Hohlraum mit den Abmessungen $17 \times 27 \times 43$ cm³, entsprechend einem Verhältnis der Kantenlängen von ungefähr 2:3:5. In einem Intervall von 100 MHz um $\lambda=3,2$ cm wurden 127 EF gezählt. Die theoretische Zahl der EF für dieses Intervall ist $N=157$. (30 EF sind also nicht gefunden worden.) Die Summe der Abstandsqadrate war $\sum df^2=126$ MHz. Damit wird das Schwankungsquadrat

$$\Psi = \frac{N}{\Delta f^2} \sum df^2 = 1,98.$$

In diesem Ergebnis steckt allerdings noch die Annahme, daß alle nicht gefundenen EF exakt mit anderen zusammenfallen, die noch hinzukommen den Abstände also Null-Abstände sind. Das ist sicher nur annäherungsweise der Fall. Der wirkliche Wert von Ψ für das ausgemessene Intervall liegt also noch etwas tiefer.

Das Ergebnis $\Psi \approx 2$ zeigt, daß die Verteilung der EF bei dem vorliegenden Quader regellos ist, denn $\Psi=2$ ist der Wert für eine reine Zufallsverteilung. Das Überraschende an diesem Ergebnis liegt darin, daß der Quader ja immer noch ein recht regelmäßiger Körper ist. Die ursprüngliche Erklärung für dieses Phänomen war, daß die Abmessungen des Quaders entsprechend dem Verhältnis $1:\sqrt[3]{4}:\sqrt[3]{16}$ gleich ungefähr 2:3:5 gewählt worden waren [3].

Um die Situation weiter zu klären, wurden anschließend Messungen an einem Kubus vorgenom-

men, die zu nicht weniger erstaunlichen Resultaten führten. Danach muß das obige Meßresultat wie folgt wiedergegeben werden: die geringen Abweichungen der Kantenverhältnisse von den einfachen ganzen Zahlen 2:3:5 im Verein mit den kleinen geometrischen Unregelmäßigkeiten des Resonators führen bereits zu einer völlig regellosen Verteilung der EF. Die Theorie von dem magischen Verhältnis 2:3:5 hat bei dem vorliegenden Verhältnis Wellenlänge zu Kantenlänge gleich 1:6 keine Bedeutung mehr. Entscheidend für die Größe von Ψ bei Quadern ist vielmehr die Abweichung der Quadrate der Kantenverhältnisse von kleinen ganzen Zahlen. Das wird sofort besser verständlich bei Betrachtung der Meßergebnisse am Kubus.

Das auffallendste Phänomen bei der EF-Verteilung eines Kubus ist die Tatsache, daß es für zwei nicht zusammenfallende EF einen minimalen Abstand gibt, der nicht unterschritten werden kann. Die EF eines Kubus sind durch die Formel

$$f = \frac{c}{2a} \sqrt{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2}$$

gegeben. Hierin sind c die Lichtgeschwindigkeit, a die Kantenlänge des Kubus und n_x, n_y, n_z die drei Wellenindizes, die die Anzahl der Halbperioden in Richtung der drei Kanten angeben.

Die Quadratsumme unter der Wurzel ist nun eine ganze Zahl. Der minimale Abstand Df zweier nicht zusammenfallender EF ist durch das Anwachsen dieser Quadratsumme um Eins gegeben. Daraus ergibt sich für den relativen minimalen Abstand sofort:

$$\frac{Df}{f} = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{n_x^2 + n_y^2 + n_z^2} = \frac{1}{8} \left(\frac{\lambda}{a} \right)^2. \quad (3a)$$

Vergleicht man damit die Formel (2) für den mittleren Abstand der EF:

$$\frac{\bar{d}f}{f} = \frac{\lambda^3}{8\pi V},$$

so erkennt man, daß im Mittel wenigstens

$$\frac{Df}{\bar{d}f} = \pi \frac{a}{\lambda} \quad (3b)$$

EF zusammenfallen müssen. Tatsächlich ist der mittlere Entartungsgrad noch etwas größer, da auch Abstände $2 \cdot Df$ vorkommen. Das ist immer dann der Fall, wenn sich eine ganze Zahl nicht als Summe dreier Quadratzahlen darstellen läßt. Wie die Zahlentheorie zeigt [4], ist das im Limes für große Zahlen bei jeder sechsten ganzen Zahl der Fall. Damit liegt der mittlere Entartungsgrad noch um einen Faktor 6/5 über dem Wert von $Df/\bar{d}f$:

$$\text{mittlerer Entartungsgrad eines Kubus} = \frac{6\pi}{5} \cdot \frac{a}{\lambda}. \quad (3c)$$

Das relative Schwankungsquadrat der Abstandsstatistik ergibt sich dann unmittelbar aus der Definition zu:

$$\Psi_{\text{Kubus}} = \frac{4\pi}{3} \cdot \frac{a}{\lambda} \tag{3d}$$

In der Tabelle I sind die Darstellbarkeiten und Entartungsgrade für das Intervall

$$n^2 = n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 = 150 \text{ bis } n^2 = 162$$

angegeben. Man erkennt, daß der Entartungsgrad im elektrischen Fall im allgemeinen doppelt so groß ist wie im akustischen, da es für die obliquen elektrischen Wellen, bei denen keiner der drei Wellenindizes n_x, n_y, n_z verschwindet, zwei Polarisationsmöglichkeiten gibt.

Unter der Spalte „Permutationen“ ist die Zahl der Permutationsmöglichkeiten der drei Indizes angegeben. Diese ist im allgemeinen Sechs, wenn zwei Indizes übereinstimmen jedoch nur Drei.

Tabelle I

n^2	Entartungsgrad		n_x, n_y, n_z	Permutationen	Polarisationen
	elektr.	akust.			
150	30	15	11, 5, 2	6	2
			10, 7, 1	6	2
			10, 5, 5	3	2
151	0	0			
152	18	9	12, 2, 2	3	2
			10, 6, 4	6	2
153	36	21	12, 3, 0	6	1
			11, 4, 4	3	2
			10, 7, 2	6	2
			9, 6, 6	3	2
			8, 8, 5	3	2
154	24	12	12, 3, 1	6	2
			9, 8, 3	6	2
155	24	12	11, 5, 3	6	2
			9, 7, 5	6	2
156	0	0			
157	18	12	12, 3, 2	6	2
			11, 6, 0	6	1
158	24	12	11, 6, 1	6	2
			10, 7, 3	6	2
159	0	0			
160	6	6	12, 4, 0	6	1
161	48	24	12, 4, 1	6	2
			11, 6, 2	6	2
			10, 6, 5	6	2
			9, 8, 4	6	2
162	21	12	12, 3, 3	3	2
			11, 5, 4	6	2
			9, 9, 0	3	1
Sum.	249	135			

Die Gesamtzahl der elektrischen EF für dieses Intervall ist nach der Tabelle I 249. Nach der Formel (1b) müßten in dieses Intervall 254 EF fallen, nach der vereinfachten Formel (2) 255. Die Gesamtzahl der akustischen EF für das gleiche Intervall beträgt nach der Tabelle I 135. Die Formel (1a) liefert den Wert 143.

Von den 13 verzeichneten Indizes sind 10 mit EF besetzt. Die mittlere Entartung ist also 24,9 im elektrischen Fall. Nach der Formel (3c) müßte der mittlere Entartungsgrad für das Gebiet um $n^2=156$ gleich 23,5 sein. Man bemerkt noch, daß der höchste Entartungsgrad mit 48 gerade doppelt so groß ist wie der mittlere. Auf diesen Tatbestand hat schon R. H. BOLT [1] hingewiesen.

Die in der Tabelle aufgeführten EF-Gruppen sind an einem Kubus von 20 cm Kantenlänge in einem Gebiet um 3,2 cm Wellenlänge ausgemessen worden. In der Tabelle II sind die Ergebnisse zusammengestellt. Die experimentelle Apparatur wird weiter unten beschrieben werden. Die zweite Spalte gibt nochmals den Entartungsgrad wie er aus der Tabelle I hervorgeht. In der folgenden Spalte ist die Anzahl der wirklich gefundenen EF eingetragen, die natürlich noch erheblich kleiner ist, da die EF stark gebündelt liegen. Immerhin sind bei stärker besetzten Stellen auch mehr EF gefunden worden als bei schwach besetzten. Die zum Index $n^2=160$ gehörigen 6 EF sind sogar alle nachgewiesen worden. In der folgenden Spalte sind die Aufspaltungen der einzelnen Gruppen eingetragen, wie sie durch die kleinen mechanischen Toleranzen bei der Anfertigung des Kubus gegeben sind. Die letzte Spalte gibt

Tabelle II

n^2	Entartungsgrad	Anzahl der gefundenen EF	Aufspaltung MHz	Abstand zur nächsten Gruppe, MHz
150	30	13	15	46
151	0	0		
152	18	9	8	20
153	36	15	12	15
154	24	14	17	17
155	24	17	11	50
156	0	0		
157	18	9	10	20
158	24	12	11	46
159	0	0		
160	6	6	6	18
161	48	22	19	13
162	21	15	14	

schließlich den Abstand der äußersten EF zwischen zwei benachbarten Gruppen.

Die ausgemessenen Gruppen umfassen einen Wellenlängenbereich von $3,268 \dots 3,143$ cm, entsprechend einem Frequenzintervall von 360 MHz. Summiert man die Aufspaltungen und gegenseitigen Abstände der Gruppen von $n^2 = 150 \dots 161$ gemäß den letzten beiden Spalten der Tabelle II auf, so erhält man 354 MHz. Das ist eine Kontrolle für die Genauigkeit, mit der die einzelnen Frequenzabstände gemessen worden sind.

Nimmt man an, daß die EF innerhalb der einzelnen Gruppen regellos liegen, so errechnet sich aus den obigen Meßresultaten das Schwankungsquadrat der Abstände zu $\Psi = 16$. Zu der Annahme der Regellosigkeit innerhalb der einzelnen Gruppen wird man durch die Betrachtung der Spektren auf dem Schirm der Braunschen Röhre geführt. Diese Annahme ist indessen unwesentlich und hat keinen großen Einfluß auf den Wert von Ψ , der hauptsächlich durch die großen Abstände zwischen den Gruppen gegeben ist.

Das theoretische Schwankungsquadrat der Abstandsstatistik der EF berechnet sich für den vorliegenden Fall aus der Tabelle I zu $\Psi = 27,8$. Nach der Formel (3d) müßte es gleich 26,2 sein.

Auf den ersten Blick verblüffend ist die große Abweichung des gemessenen $\Psi = 16$ von dem theoretischen Wert 27. Hier erkennt man schon, wie außerordentlich empfindlich das Schwankungsquadrat gegen kleine Abweichungen von der idealen geometrischen Gestalt ist. Die mechanischen Toleranzen liegen in der Größenordnung von einigen Zehntel Millimetern. Bei einer Kantenlänge von 20 cm sind das nur etwa 0,1 %. Der Einfluß durch die Anregung ist dagegen vernachlässigbar, wie durch Vergleiche bei verschieden starker Anregung festgestellt worden ist.

Die Schirmbilder Abb. 1 und Abb. 2 sind eine gute Illustration dieser Verhältnisse. Abb. 1a zeigt die 24 EF der Gruppe $n^2 = 158$, von denen jedoch nur etwa 12 einwandfrei zu erkennen sind. Die Schirmbilder Abb. 1b bis d zeigen dieselbe Gruppe bei verschiedenen Quetschungen zweier gegenüber liegender Flächen des Kubus. In Abb. 1d ist nach rechts bereits der Anschluß zur Gruppe $n^2 = 157$ hergestellt (höhere Frequenzen sind nach links aufgetragen), obwohl die „effektive Quetschung“ nur etwa 0,25 mm beträgt. (Die effektive Quetschung ist definiert durch die Volumenänderung dividiert durch die gequetschte Fläche.)

Um auch die Doppellücken zu schließen, hier also Anschluß an die Gruppe $n^2 = 160$ zu bekommen, müßte die Quetschung doppelt so groß sein. Wenn die Gruppen nicht schon von vorneherein aufgespalten wären, müßte die Änderung noch etwas

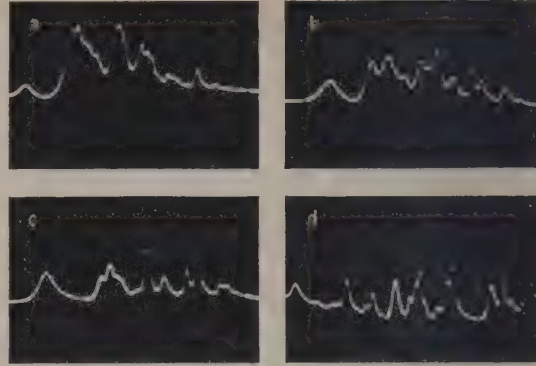


Abb. 1. Die 24 Eigenfrequenzen der Gruppe $n^2 = 158$, von denen hier etwa 12 zu sehen sind. Der Abstand der Dunkelmarken beträgt auf allen vier Oszillogrammen 15 MHz. In der Aufnahme (a) ist die Gruppe für den ungequetschten Kubus zu sehen. Die Aufspaltung auf Grund der mechanischen Unregelmäßigkeiten ist etwa 11 MHz. (b) bis (d) zeigen die Gruppe bei progressiver Quetschung zweier gegenüber liegender Kubusflächen. Die Gruppe läuft immer weiter auseinander und hat in (d) rechts den Anschluß an die Gruppe $n^2 = 157$ gewonnen. Die erforderliche Quetschung zur Schließung dieser Lücke betrug nur 0,25 mm. (Größere Frequenzen sind nach links aufgetragen.)

größer sein. Für die Schließung der Doppellücken $2 \cdot Df$ eines mathematischen Kubus ist eine relative Änderung der Kantenlänge von $2 \cdot Df/f = (\lambda/2a)^2$ erforderlich.

Bei der Quetschung setzten sich die EF zu immer neuen Kombinationen zusammen, so daß sich das Schirmbild fortwährend ändert. Nur wenige, isolierter liegende EF bleiben erhalten, sind also indi-

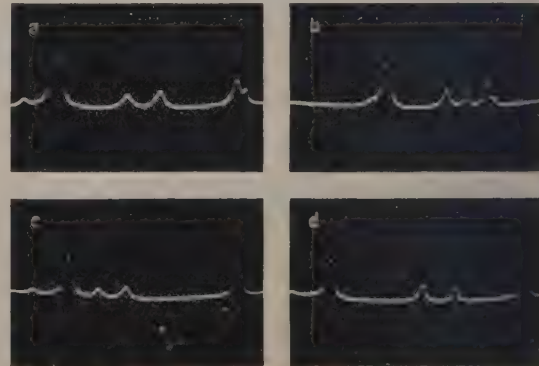


Abb. 2. Die sechs Eigenfrequenzen der Gruppe $n^2 = 160$. Der Abstand der Dunkelmarken beträgt hier 5 MHz. Die Aufspaltung der Gruppe beträgt ungefähr 6 MHz. Die Aufnahme (a) zeigt die Gruppe im ungequetschten Zustand. Die Oszillogramme (b) bis (d) zeigen die Gruppe bei kleinen Quetschungen in jeweils einer der drei Kantenrichtungen des Kubus. Da es sich bei dieser Gruppe um quasi-axiale Wellen handelt, werden jeweils zwei von den sechs Eigenfrequenzen nach höheren Frequenzen (nach links) verschoben, während die restlichen vier relativ unbewegt bleiben.

vidualisierbar, wie in Abb. 1 die am weitesten nach links liegende. Man erkennt sie auf allen vier Oszillogrammen wieder.

Abb. 2 zeigt vier Oszillogramme der 6 EF der Gruppe $n^2=160$. In diesem seltenen Falle sind alle EF sichtbar und individualisierbar. Die Oszillogramme Abb. 2b bis d zeigen die Gruppe bei leichter Quetschung in jeweils einer der drei Kantenrichtungen. Man erkennt, daß immer zwei der sechs EF zu höheren Frequenzen (nach links) verschoben werden. Während die restlichen vier kaum beeinflusst werden. Das liegt daran, daß die 6 EF der Gruppe $n^2=160$ nicht nur tangentielle Wellen sind, weil einer der drei Wellenindizes (12, 4, 0) verschwindet, sondern darüber hinaus quasi-axiale, da einer der beiden nicht verschwindenden Indizes (4) erheblich kleiner als der andere (12) ist. Die Winkel zwischen dem Wellenvektor und den drei Kantenrichtungen sind 18° , 72° und 90° .

Im Anschluß an die Ausmessung des Kubus, ist die EF-Statistik eines Fast-Kubus mit den Abmessungen $200 \times 200 \times 199 \text{ mm}^3$ aufgenommen worden. Die Änderung der Kantenlänge um 1 mm, entsprechend 0,5%, müßte nach den obigen Überlegungen ausreichen, um auch die größten Lücken zum Verschwinden zu bringen. In einem Intervall von 355 MHz wurden 151 EF gefunden. Die theoretische Zahl ist 231. Die Summe der Abstandsquadrate war 1966 MHz^2 . Nimmt man an, daß die nicht gefundenen EF exakt mit anderen zusammenfallen, die fehlenden Abstände also Null-Abstände sind, so ergibt sich als obere Grenze für das relative Schwankungsquadrat $\Psi_o = 3,6$. Nimmt man dagegen an, die nicht gefundenen EF lägen unabhängig von den anderen, so erniedrigt sich der Wert von Ψ um das Verhältnis $151/231$. Das ergibt als untere Grenze für das Schwankungsquadrat $\Psi_u = 2,4$ (siehe hierzu den Abschnitt 2c!).

Die Wahrheit liegt zwischen diesen Extremfällen: die nicht gefundenen EF fallen zwar nicht exakt mit den anderen zusammen, aber sie werden doch bevorzugt in deren Nähe liegen. Je weiter eine EF von der benachbarten entfernt liegt, desto unwahrscheinlicher ist es, daß sie zufällig von einer stärker angeregten verdeckt wird. Mit um so größerer Wahrscheinlichkeit wird sie also gefunden werden. Nimmt man an, die nicht gefundenen EF lägen mit einem mittleren Abstand von 0,8 MHz zu den nächst benachbarten, so ergibt sich als wahrscheinlichster Wert für den Schwankungsindex:

$$\Psi = \Psi_o - 2 \frac{N - N'}{N'} \cdot \frac{\bar{ds}}{d\bar{f}} = 3,1.$$

Hierin sind N die theoretische Zahl der EF, N' die Zahl der gefundenen EF, \bar{ds} der mittlere Abstand der nicht gefundenen EF zur nächst benachbarten, $\bar{d\bar{f}}$

der theoretische mittlere Abstand der EF. Die Formel wird im Abschnitt 2c hergeleitet werden.

Wie man sieht, ist Ψ durch die Verringerung einer Kantenlänge von 200 mm auf 199 mm auf fast ein Zehntel des theoretischen Wertes abgesunken. Dafür sind allerdings zu einem Teil wieder die mechanischen Toleranzen, im wesentlichen die Unebenheiten der Begrenzungsflächen des Kubus, verantwortlich. Denn es müßten im allgemeinen immer noch vier EF zusammenfallen und auch bei sonst regelloser Verteilung zu einem $\Psi = 4 \cdot 2 = 8$ führen. (Da zwei Kantenlängen gleich sind, gibt es zwei Permutationsmöglichkeiten. Für die in der Überzahl vorhandenen obliquen Wellen kommt ein weiterer Faktor Zwei hinzu wegen der zwei unabhängigen Polarisationen.) Die mechanischen Toleranzen heben auch die noch verbleibenden Entartungen auf. Immerhin ist noch eine deutliche Abweichung von dem Wert der reinen Zufallsverteilung $\Psi = 2$ zu sehen.

Anschließend sind zwei weitere Fast-Kuben mit den Abmessungen $200 \times 200 \times 198 \text{ mm}^3$ und $200 \times 199 \times 198 \text{ mm}^3$ ausgemessen worden. Der erste Fast-Kubus entspricht dem gerade diskutierten, bis auf eine weitere Verkürzung einer Kantenlänge von 199 mm auf 198 mm. Der zweite Fast-Kubus hat nur noch die Symmetrie eines allgemeinen Quaders.

Die Messungen an dem Fast-Kubus von $200 \times 200 \times 198 \text{ mm}^3$ ergaben in einem Intervall von 97 MHz 44 EF. Die theoretische Anzahl beträgt 63. Die Summe der Abstandsquadrate war 543 MHz^2 . Damit erhält man als obere Grenze $\Psi_o = 3,6$ und als untere Grenze $\Psi_u = 2,5$. Als wahrscheinlichster Wert ergibt sich mit der oben benutzten Formel $\Psi = 3,2$. Wie vermutet, unterscheidet sich die Statistik des Fast-Kubus $200 \times 200 \times 198 \text{ mm}^3$ nicht mehr von der desjenigen mit den Abmessungen $200 \times 200 \times 199 \text{ mm}^3$. Die Übereinstimmung ist sogar größer, als man bei den statistischen Schwankungen endlicher Meßintervalle erwarten durfte.

Bei dem Quader $200 \times 199 \times 198 \text{ mm}^3$ wurde ein Intervall von 671 MHz ausgemessen. Von den 420 theoretischen EF sind 230 gefunden worden. Die Summe der Abstandsquadrate war 3055 MHz^2 . Damit ergeben sich als Grenzen für den Schwankungsindex $\Psi_o = 2,8$ und $\Psi_u = 1,6$.

Die Vermutung, daß das wirkliche $\Psi = 2$ ist, findet man bestätigt, wenn man die relative Häufigkeit der einzelnen Abstände mit der theoretischen Häufigkeitsverteilung der Abstände bei regelloser Lage der EF vergleicht. Das ist in Abb. 3 getan. Die glatte Kurve ist die theoretische Verteilung, die proportional $\exp(-d/\bar{d\bar{f}})$ mit $\bar{d\bar{f}} = 1,6 \text{ MHz}$ verläuft. Der gebrochene Linienzug gibt die gemessenen Häufigkeiten wieder, zusammengefaßt in Grup-

pen von 0,5 MHz Breite. Oberhalb von 2 MHz erkennt man eine gute Übereinstimmung, während für kleinere Frequenzabstände die Zahl der gemessenen Abstände mehr und mehr hinter der theoretischen Zahl zurückbleibt. Das ist der schon erwähnte „Verdeckungseffekt“: schwach angeregte EF werden in unmittelbarer Nähe stärker angeregter nicht mehr nachweisbar.

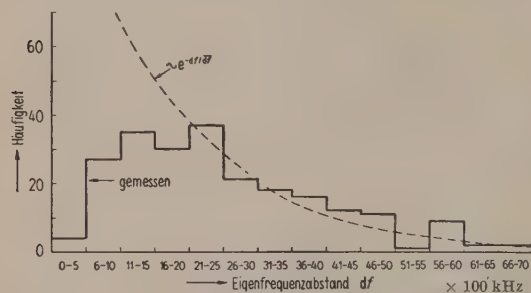


Abb. 3. Die Abstandsstatistik der Eigenfrequenzen eines Fast-Kubus mit den Abmessungen $200 \times 199 \times 198 \text{ mm}^3$ bei einer Wellenlänge von etwa 3,2 cm. Die gestrichelte Kurve ist der theoretische Verlauf der Häufigkeit der verschiedenen Abstände. Der gebrochene Linienzug gibt die Messungen wieder. Man erkennt die gute Übereinstimmung für Abstände größer als 2 MHz. Unterhalb 2 MHz bleibt die Zahl der gefundenen Resonanzen wegen des begrenzten Auflösungsvermögens mehr und mehr hinter der theoretischen Zahl zurück.

Das Ergebnis $\Psi=2$ für den Quader mit den Abmessungen $200 \times 199 \times 198 \text{ mm}^3$ bedarf noch einer Erläuterung. Bei sonst regelloser Verteilung der EF nämlich müßte das Ψ eigentlich gleich etwa Vier sein, wegen der beim Quader immer noch vorhandenen Polarisationsentartung. Doch macht man sich leicht klar, daß die geringsten Unebenheiten der Begrenzungsflächen auch diese Entartungsursache beseitigen. Für den mathematischen Quader fallen bei den obliquen Wellen immer zwei EF zusammen. Wenn sonst keine Symmetrie vorliegt (die Kantenlängen in keiner einfachen Beziehung zueinander stehen), folgt die Abstandsstatistik dieser einfach entarteten EF dem Zufallsgesetz, allerdings mit einem mittleren Abstand $2 \cdot df$. Um diese Gesetzmäßigkeit aufzuheben, brauchen die EF nur bis zu $2 \cdot df$ regellos gegeneinander verschoben werden. Das kann durch mechanische Toleranzen in der Größenordnung $a \cdot df/f$ bewirkt werden. Im vorliegenden Fall sind das etwa 0,03 mm. Da die Unebenheiten des zuletzt ausgemessenen Quaders fast eine Größenordnung höher sind, kann man mit Sicherheit schließen, daß das Schwankungsquadrat in diesem Falle gleich Zwei ist. Diese Kenntnis wird weiter unten zu einer Abschätzung der Verdeckungsbreite \bar{ds} verwandt werden.

Nach den hier berichteten Messungen an einem Quader, einem Kubus und drei Fast-Kuben kann

man schließen, daß die Verteilung der EF für jeden in praxi vorkommenden Raum, dessen Lineardimensionen größer als einige Wellenlängen sind, dem Zufallsgesetz folgt. Da außerdem beim Luftschall das Phänomen der Polarisationsentartung nicht auftritt, kann die Begrenzung des Raumes im akustischen Fall sogar aus mathematisch glatten Flächen bestehen.

c) Eine Abschätzung für das Schwankungsquadrat

Gemäß der weiter oben gegebenen Definition für das relative Schwankungsquadrat Ψ der Abstandsstatistik der EF ist

$$\Psi = \frac{N}{\Delta f^2} \sum df^2.$$

Hierin ist $\Delta f = \sum df$ die Größe des ausgemessenen Intervalls. Der Index „ N “ über dem Summenzeichen soll andeuten, daß die Summe in dieser Formel N Glieder hat.

In Wirklichkeit sind jedoch nur $N' < N$ Abstände gemessen worden und die zum Teil noch falsch, nämlich wenn sie durch nicht gefundene EF aufge-

teilt werden. Statt der Summe $\sum df^2$ ist nur der Ausdruck $\sum df'^2$ bekannt, wobei die df' die gemessenen Abstände sind, die nur teilweise mit den wirklichen Abständen df übereinstimmen.

Sind nun die nicht gefundenen Abstände gleich Null, so ist

$$\sum df^2 = \sum df'^2.$$

Diese Annahme ist äquivalent derjenigen, daß die nicht gefundenen EF exakt mit anderen zusammenfallen und führt zu einer oberen Grenze für das Schwankungsquadrat:

$$\Psi_o = \frac{N}{\Delta f^2} \sum df'^2. \quad (4a)$$

Eine untere Grenze für das Schwankungsquadrat ergibt sich aus der Annahme, daß die nicht gefundenen EF unabhängig von den anderen liegen und durch ihr Hinzukommen die Abstandsstatistik sich ähnlich bleibt. Dann ist

$$\sum df^2 = \frac{N}{N'} \sum \left(\frac{N'}{N} df' \right)^2 = \frac{N'}{N} \sum df'^2$$

und folglich:

$$\Psi_u = \frac{N'}{\Delta f^2} \sum df'^2. \quad (4b)$$

In Wirklichkeit liegen die nicht gefundenen EF weder völlig unabhängig von den gefundenen, noch

fallen sie exakt mit diesen zusammen. Sie liegen vielmehr mit einer bestimmten Verteilung in der Nähe stärker angeregter. Das zeigt sehr eindrucksvoll die Abb. 3. Die Abstände $d_f > 2\text{ MHz}$ sind alle gefunden worden. Von den kleineren Abständen fehlen um so mehr je kleiner sie sind.

Diese Einsicht ermöglicht eine genauere Berechnung von Ψ als durch die oben angegebenen Schranken Ψ_o und Ψ_u . Bezeichnet man die Abstände der nicht gefundenen EF zu den nächst benachbarten mit ds , so kann man schreiben:

$$\sum d_f^2 = \sum d_{f'}^2 + \sum (d_{f'} - ds)^2 + \sum ds^2.$$

Die drei Terme rechts besagen, daß von den N' gemessenen Abständen $N' - (N - N') = 2N' - N$ erhalten bleiben. $N - N'$ Abstände werden um ds erniedrigt und $N - N'$ Abstände von der Größe ds kommen neu hinzu.

In diesem Ansatz steckt allerdings die Voraussetzung, daß von den neu hinzukommenden EF nicht mehrere in dieselbe Lücke fallen. Diese Voraussetzung ist um so besser erfüllt, je kleiner $N - N'$ gegen N ist. Nimmt man weiter an, daß die neuen Abstände ds klein gegen die gemessenen d_f' sind, so kann man $\sum ds^2$ gegen $\sum d_f' \cdot ds$ vernachlässigen und erhält:

$$\sum d_f^2 = \sum d_{f'}^2 - 2 \sum d_{f'} \cdot ds,$$

oder; wenn die Verteilungen der d_f' und ds unkorreliert sind:

$$\sum d_f^2 = \sum d_{f'}^2 - 2(N - N') \cdot \overline{d_f'} \cdot \overline{ds}.$$

Aus diesen Summen erhält man durch Normierung wieder die relativen Schwankungsquadrate:

$$\Psi = \Psi_o - 2 \frac{(N - N')}{N'} \cdot \frac{\overline{ds}}{\overline{d_f}}.$$

Im Falle des zuletzt ausgemessenen Quaders kann diese Formel zur Berechnung der Verdeckungsbreite \overline{ds} benutzt werden. Mit $\Psi = 2$, $\Psi_o = 2,8$, $N = 420$, $N' = 230$ und $\overline{d_f} = 1,6 \text{ MHz}$ wird

$$\overline{ds} = 0,8 \text{ MHz}.$$

Diesen Wert für die Verdeckungsbreite, dem Mittelwert der nicht gefundenen EF, würde man auch bei Betrachtung der Abb. 3 vermuten. $\overline{ds} = 0,8 \text{ MHz}$ paßt auch gut zur mittleren Halbwertsbreite der EF, die mit $0,5 \text{ MHz}$ ermittelt wurde. Die mittlere Halbwertsbreite der stärker angeregten EF, die ja hauptsächlich den Verdeckungseffekt verursachen, ist noch etwas größer. Die größten Halbwertsbreiten liegen sogar bei $1,4 \text{ MHz}$.

Bei den Korrekturen der Ψ -Werte im vorangegangenen Abschnitt ist immer mit diesem Wert für

die Verdeckungsbreite $\overline{ds} = 0,8 \text{ MHz}$ gerechnet worden. Die Übertragung des Wertes von ds auf andere Resonatoren ist statthaft, wenn die mittlere Halbwertsbreite der EF dieselbe ist und die Volumina (EF-Dichten) nicht zu stark voneinander abweichen.

3. Die Anregungsstatistik der Eigenschwingungen

a) Definition eines Anregungsparameters

Als weiterer wellentheoretischer Parameter, der der Frequenzkurve eines Raumes zugrunde liegt, ist die Anregungsstatistik der Eigenschwingungen untersucht worden. Ähnlich dem früher benutzten Ψ definiert man jetzt ein relatives Schwankungsquadrat der Anregung:

$$\Phi = \frac{\frac{1}{N} \sum a^2}{\left(\frac{1}{N} \sum a \right)^2}.$$

Hierin sind die a ein Maß für die Anregungsstärke der einzelnen Eigenschwingungen, und zwar soll sein $a^2 \sim P_{ab}$, der bei der treffenden EF absorbierten Energie.

Regt man zum Beispiel einen rechteckigen Hohlraumresonator auf einer Flächenmitte an, so wird nur ein Viertel aller EF erfaßt. Aus der oben gegebenen Definition folgt unmittelbar, daß Φ relativ groß ist, jedenfalls größer als 4. Nur für den Fall, daß die erfaßten EF alle gleich stark angeregt werden, gilt $\Phi = 4$.

Dieser bezüglich der Anregung entartete Fall kann durch Störungen beseitigt werden, die die ursprüngliche Symmetrie der Anordnung aufheben. Die neuen Eigenschwingungen sind dann Kombinationen aller, auch der vorher nicht angeregten Eigenschwingungsformen. Die Zahl der Resonanzen in einem bestimmten Frequenzintervall steigt auf das Vierfache an.

Regt man eine dieser EF an, so werden nicht mehr nur eine oder zwei Schwingungsformen des Quaders mit einheitlichem Wellenvektor angestoßen, wie das beim ungestörten rechteckigen Kasten der Fall ist, sondern immer eine größere Anzahl gleichzeitig, deren Wellenvektoren in die verschiedensten Richtungen weisen. Dieses wellentheoretische Phänomen des Verlorengehens bestimmter ausgezeichnete Richtungen ist nicht zu verwechseln mit dem an anderer Stelle in der Raumakustik benutzten Begriff der Diffusität oder Richtungsdiffusität [3], [5], [6], [7], [8], [9].

b) Ergebnisse

Die Messungen wurden an einem elektromagnetischen Hohlraumresonator mit den Abmessungen $101 \times 150 \times 299 \text{ mm}^3$ durchgeführt. Für das

Schwankungsquadrat der Abstände der EF ergab sich $\Psi = 2,2$. Bei Einhaltung der runden Zahlen $100 \times 150 \times 300 \text{ mm}^3$ wäre etwa $\Psi = 10$ herausgekommen.

Als nächstes wurden dann zwei Messungen der Anregungsstatistik an dem ungestörten Raum vorgenommen. Das zugrunde gelegte Intervall ist für alle Messungen so gewählt worden, daß die theoretische Zahl der EF 200 betrug. Tatsächlich wurden 56 bzw. 54 EF beobachtet, also etwas mehr als zu erwarten. Das liegt natürlich an den nicht zu vermeidenden Abweichungen von der vollständigen Symmetrie. Der Anregungsparameter war im einen Falle $\Phi = 4,96$ und im anderen 5,04. Die beiden Messungen wurden bei stark voneinander abweichender Kopplungsstärke zwischen Resonator und Generator gemacht. Man erkennt den geringen Einfluß auf das Meßresultat.

Um einen besseren Vergleich mit der Theorie zu haben, kann man die 6 bzw. 4 schwächsten EF unberücksichtigt lassen. Dann ergibt sich $\Phi = 5,22$ und 5,18. Der theoretische Wert 5,33, der weiter unten hergeleitet werden wird, kann natürlich nicht ganz erreicht werden, weil das Fortlassen der schwächsten EF keine vollständige Kompensation der vorhandenen Abweichung von der mathematischen Symmetrie ist. Die Übereinstimmung mit der Theorie ist trotzdem recht gut.

Nun erhebt sich die Frage, wie die Störungen der Oberfläche des Resonators beschaffen sein müssen, um die EF des Quaders wesentlich miteinander zu vermischen und damit die Anregungsstatistik zu verbessern. Dazu sagt die weiter unten skizzierte Theorie aus:

1. Das kritische Störvolumen δV liegt in der Größenordnung λ^3 , unabhängig von der Größe des Raumes.
2. Der Effekt der Störung hinsichtlich der Durchmischung der EF ist unabhängig von der geometrischen Gestalt der Störung, solange deren Ausdehnung klein gegen die Wellenlänge ist.
3. Die örtliche Lage und Verteilung der Störung ist ebenfalls ohne Einfluß auf die Durchmischung, es sei denn die ursprüngliche Symmetrie der Anordnung werde durch die Störung nur teilweise aufgehoben.

Im folgenden soll zunächst eine Reihe von Experimenten genannt werden, die diese drei theoretischen Ergebnisse bestätigen. In Abb. 4 sind die Meßresultate für Φ über dem Störvolumen δV aufgetragen. Die offenen Kreise bezeichnen die Messungen mit kleinen Würfeln, die als Störkörper auf den Boden des Resonators gelegt wurden. Die ausge-

füllten Kreise geben die Messungen mit Kreiskegeln wieder. Das kleine Quadrat bezeichnet einen Meßpunkt, bei dem der Würfel in acht gleiche Teile aufgeteilt und über den Raum verteilt worden ist. Die beiden Kreise auf der Ordinate des Diagramms sind die beiden schon zitierten Messungen bei leerem Kasten. Ferner sind die beiden Grenztangenten $\Phi = 5,33$ für den leeren Kasten und $\Phi = 1,57$ für eine reine Zufallstatistik der Anregung eingezeichnet. Wie man an Hand von Abb. 4 erkennt, ist Φ lediglich eine Funktion des Störvolumens δV . Bei $\delta V > \lambda^3/2$ ist der Wert von Φ stationär. Die Abweichung vom theoretischen Wert 1,57 beträgt nur 3%.

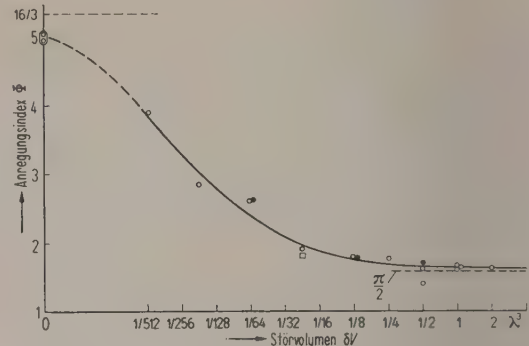


Abb. 4. Die Anregungsstatistik der Eigenschwingungen eines Quaders mit den Abmessungen $101 \times 150 \times 299 \text{ mm}^3$ bei einer Wellenlänge von etwa 3,2 cm. Nach oben ist aufgetragen das Schwankungsquadrat der Anregungsstatistik, nach rechts das Störvolumen. Bei den offenen Kreisen besteht die Störung aus kleinen auf den Boden des Raumes gelegten Würfeln. Die ausgefüllten Kreise stehen für Messungen mit kleinen Kegeln und das Quadrat gibt eine Messung wieder, bei der ein Würfel in acht gleiche Teile geteilt und über den Boden des Raumes verstreut war. Man erkennt die Unabhängigkeit des Anregungsparameters Φ von der Gestalt der Störung. Auffallend ist, daß schon für sehr kleine Störvolumina im Vergleich zum Volumen des Raumes die Anregungsstatistik eine rein zufällige ist, charakterisiert durch den Wert 1,57 für den Anregungsparameter.

Insbesondere ist auch die Unabhängigkeit von Φ von der Lage der Störung bestätigt worden, die in jedem Falle rein zufällig durch willkürliches Hineinwerfen des Störelementes in den Raum gewählt wurde. Darüber hinaus sind zu dieser Frage noch drei Messungen mit dem λ^3 -Würfel gemacht worden. Die Resultate waren: $\Phi = 1,60$; 1,62 und 1,64. Die verbleibenden Schwankungen sind statistischer Natur; sie verschwinden erst bei der Ausmessung eines unendlich großen Intervalles.

Wählt man indessen die Lage des Störelementes mit Vorbedacht so, daß die ursprüngliche Symmetrie des Raumes ganz oder teilweise erhalten bleibt, so erfolgt nur eine nicht-vollständige Durchmischung der EF. Φ ist größer als bei gleichem Stör-

volumen aber unsymmetrischer Lage. Zur Illustration ist eine Messung mit dem λ^3 -Würfel gemacht worden, bei der der Würfel auf der Mitte einer zur Anregungsfläche senkrechten Fläche lag. Dadurch wird nur eine der beiden Spiegelsymmetrien in der Anregungsebene aufgehoben. Statt der etwa 50 EF, wie beim leeren Raum, wurde in diesem Falle die doppelte Anzahl (genau 103) EF gefunden. Für den Schwankungsparameter der Anregung ergab sich $\Phi=2,77$. Der theoretische Wert bei einwandfreier Symmetrierung ist $\Phi=2 \cdot 1,57=3,14$.

c) Theorie des Anregungsparameters

Nach der oben gegebenen Definition wird die Anregungsstärke a durch die bei der betreffenden EF absorbierte Energie P_{ab} gemessen. Für die vom Resonator absorbierte Energie gilt aber [13]:

$$P_{ab} = P_{cin} \cdot \frac{2d_r}{d_r + d_0}.$$

Hierin sind d_0 die innere Dämpfung des Resonators und d_r die Dämpfung durch die Ankopplung. P_{cin} ist die vom Generator eingestrahlte Energie. Hält man P_{cin} konstant und die Kopplung schwach ($d_r \ll d_0$), was beides leicht zu realisieren ist, und ist die Schwankung der inneren Dämpfung der verschiedenen EF relativ klein, so gilt die einfache Beziehung $a^2 \sim d_r$. (Die Schwankung von d_0 ist an 108 EF ausgemessen worden. Es ergab sich $\overline{d_0^2} - \overline{d_0}^2 = 0,07 \cdot \overline{d_0}^2$. Die Korrektur von Φ durch Berücksichtigung der Schwankung von d_0 betrug etwa 3%.)

Erfolgt die Kopplung durch ein Loch am Ende eines Hohlleiters, der nur die Grundwelle führt, so kann dieses als magnetischer Dipol aufgefaßt werden. Die Kopplungsstärke ist proportional der Komponente H_y des magnetischen Feldes der betreffenden Eigenschwingung parallel zum anregenden Feld in der Öffnung [14]. Für die Kopplungsdämpfung gilt also $d_r \sim H_y^2$. Damit wird das relative Schwankungsquadrat der Anregung:

$$\Phi = \frac{\overline{a^2}}{\overline{a}^2} = \frac{\overline{H_y^2}}{|\overline{H_y}|^2}.$$

Im Falle eines ungestörten Quaders, der auf einer Flächenmitte angeregt wird, ist nun:

$$H_y = \begin{cases} 0 & \text{bei } 3/4 \text{ aller EF,} \\ \sin \vartheta \cdot \cos \varphi & \text{bei dem restlichen Viertel.} \end{cases}$$

Dabei ist ϑ der Winkel zwischen dem Wellenvektor der betreffenden Eigenschwingung und der y -Richtung, der Richtung des anregenden magnetischen Feldes, und φ der Polarisationswinkel.

Bei der Mittelwertbildung ist ϑ über alle Raumrichtungen und φ über alle Polarisierungen zu mitteln:

$$\overline{H_y^2} = \frac{2}{3} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{4} = \frac{1}{12},$$

$$|\overline{H_y}| = \frac{\pi}{4} \cdot \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{4} = \frac{1}{8}.$$

Damit ergibt sich für den ungestörten Quader

$$\Phi_0 = \frac{16}{3} = 5,33 \dots$$

Im völlig regellosen Fall setzt sich die Komponente H_y aus einer großen Zahl unabhängiger Komponenten zusammen. Die H_y sind also nach Gauß verteilt:

$$W(H_y) \sim \exp(-H_y^2/2 \cdot \overline{H_y^2}).$$

Daraus folgt unmittelbar

$$|\overline{H_y}|^2 = \frac{2}{\pi} \cdot \overline{H_y^2},$$

oder für den Schwankungsparameter im Grenzfall starker Durchmischung:

$$\Phi_\infty = \frac{\pi}{2} = 1,57 \dots$$

Abschließend soll noch die Frage behandelt werden, wie das Störvolumen δV (die Variation der Oberfläche des Quaders) beschaffen sein muß, um den durch $\Phi=1,57$ charakterisierten Zustand der Regellosigkeit zu erreichen.

Nach einem bekannten Ergebnis der zeitunabhängigen Störungstheorie [12] kann die Variation der Eigenfunktionen φ_i des Randwertproblems

$$\Delta \varphi + k^2 \varphi = 0, \quad \left(\frac{\partial \varphi}{\partial n} \right)_{\text{Rand}} = 0$$

wie folgt dargestellt werden:

$$\varphi_i = \varphi_i^0 + \sum_j b_{ij} \cdot \varphi_j^0.$$

Besteht die Störung in einer Deformation der Oberfläche, δr , so sind die Koeffizienten

$$b_{ij} = \frac{1}{k_i^{02} - k_j^{02}} \int \int \delta r \varphi_j^{0*} \frac{\partial^2}{\partial n^2} \varphi_i^0 dS,$$

vorausgesetzt, daß die ungestörten Eigenfunktionen normiert sind:

$$\int \int \int |\varphi_i^{02}| dV = 1.$$

Die k_i^{02} sind die zu den φ_i^0 gehörigen Eigenwerte. Das erste Integral ist über die Oberfläche S , das zweite über das Volumen V des Resonators zu erstrecken.

Ist die Störung auf ein Gebiet konzentriert, dessen Ausdehnung klein gegen die Wellenlänge ist, so kann man einfacher schreiben:

$$b_{ij} = \frac{1}{k_i^{02} - k_j^{02}} \varphi_j^{0*} \frac{\partial^2}{\partial n^2} \varphi_i^0 \delta V.$$

Hier sind die Eigenfunktionen am Ort der Störung zu nehmen. Man erkennt die Unabhängigkeit der b_{ij} von der Gestalt der Störung.

Bildet man nun den Mittelwert von $|b_{ij}|^2$ bei festgehaltener Differenz der Eigenwerte, so erhält man, wenn der Ort keine besonderen Symmetrieeigenschaften besitzt, unter Fortlassung von Zahlenfaktoren in der Größenordnung Eins und Beachtung der Normierung $|\varphi_i^{02}| = 1/V$:

$$|\overline{b_{ij}}| = \frac{k_i^{02}}{k_j^{02} - k_i^{02}} \cdot \frac{\delta V}{V}.$$

Man erkennt, daß bei dieser Mittelwertbildung die spezifische Lage der Störung herausgefallen ist. Die Mischkoeffizienten sind nur noch eine Funktion der Größe des Störvolumens und des Abstandes der beiden zugehörigen Eigenwerte.

Genau das gleiche Ergebnis erhielte man auch, wenn die Störung nicht auf eine Stelle konzentriert, sondern auf mehrere Orte verteilt wäre; vorausgesetzt, daß alle Partialstörungen in ihrer geometrischen Ausdehnung ebenfalls klein gegen die Wellenlänge sind.

Geht man von den Eigenwerten k_i^{02} zur Frequenzskala über und bezeichnet die Differenz der EF mit Δf_{ij} , so bekommt die obige Formel die folgende noch einfachere Gestalt:

$$|\overline{b_{ij}}| = \frac{f}{2\Delta f_{ij}} \cdot \frac{\delta V}{V}. \quad (5a)$$

Diese Formel gestattet eine interessante Interpretation, wenn man das Störvolumen δV durch die von der Störung verursachte mittlere Verstimmung ersetzt. Für die Variation der Eigenwerte gilt nämlich

$$k_i^2 = k_i^{02} + \int \int \delta r \varphi_i^{0*} \frac{\partial^2}{\partial n^2} \varphi_i^0 dS,$$

oder bei konzentrierter Störung:

$$k_i^2 = k_i^{02} + \varphi_i^{0*} \frac{\partial^2}{\partial n^2} \varphi_i^0 \delta V.$$

Die Mittelwertbildung ergibt

$$|\overline{k_i^2 - k_i^{02}}| = \frac{2}{3} k_i^{02} \frac{\delta V}{V}.$$

Geht man schließlich wieder zur Frequenzskala über, so erhält man die bekannte Formel

$$\frac{\overline{\delta f}}{f} = \frac{1}{3} \frac{\delta V}{V}.$$

Setzt man diese Beziehung zwischen Störvolumen δV und mittlerer Verstimmung $\overline{\delta f}$ in Gl. (5a) ein,

so erhält man unter Vernachlässigung des Zahlenfaktors, der nahe bei Eins liegt:

$$|\overline{b_{ij}}| = \frac{\overline{\delta f}}{\Delta f_{ij}}. \quad (5b)$$

In dieser Form erkennt man deutlich, daß gerade die EF wesentlich miteinander vermischt werden, deren Abstand kleiner als die mittlere Verstimmung ist.

Ersetzt man dagegen die Δf_{ij} in Gl. (5a) durch den mittleren Abstand zweier EF nach der Formel (2) und verlangt $|\overline{b_{ij}}| = 1$, so ergibt sich als kritischer Wert für das Störvolumen zur Durchmischung benachbarter Eigenschwingungen

$$\delta V = \frac{1}{4\pi} \lambda^3. \quad (5c)$$

Wesentlich ist also, daß das erforderliche Störvolumen nicht von den Dimensionen des Raumes abhängt, sondern lediglich von der Wellenlänge.

Dieses Ergebnis gilt auch im Falle gedämpfter Eigenschwingungen, selbst wenn die Halbwertsbreite der Resonanzkurven groß gegen den mittleren Abstand der EF ist. Die relative Halbwertsbreite soll aber klein gegen Eins sein.

Wenn man die Ergebnisse der Untersuchung über die Abstands- und Anregungsstatistik der EF nochmal zusammenfassen will, so kann man sagen: für jeden größeren in praxi vorkommenden Raum folgen beide Statistiken dem Zufallsgesetz. Die erforderlichen Abweichungen von der mathematischen Symmetrie stecken dabei in den drei Wörtern „in praxi vorkommend“.

Nimmt man an, daß die EF eine einheitliche Halbwertsbreite haben oder die Halbwertsbreite relativ wenig schwankt, so folgt daraus, daß die statistischen Parameter der Frequenzkurve eines solchen Raumes (mittlere Höhe der „Berge“, mittlerer Abstand der Maxima usw.) durch die Nachhallzeit allein gegeben sind.

Ist die letzte Voraussetzung nicht erfüllt, so muß man erwarten, daß zum Beispiel der mittlere Abstand der Maxima der Frequenzkurve noch von der Schwankung der Nachhallzeit abhängt [10], [11].

4. Die Apparatur

Die Abb. 5 ist eine Photographie des Mikrowellenteils der Apparatur zur Messung der Anregungsstatistik. Man erkennt den Klystron-Generator für Wellenlängen um 3,2 cm. Das Klystron gibt seine Energie über einen (im Bilde nicht sichtbaren) Abschwächer an ein sogenanntes „Magic Tee“ [15], [16]. Hier teilt sich die Energie zu gleichen Teilen auf die beiden Seitenarme auf. 50% verschwinden in dem links im Bilde sichtbaren reflexionsfreien Ab-

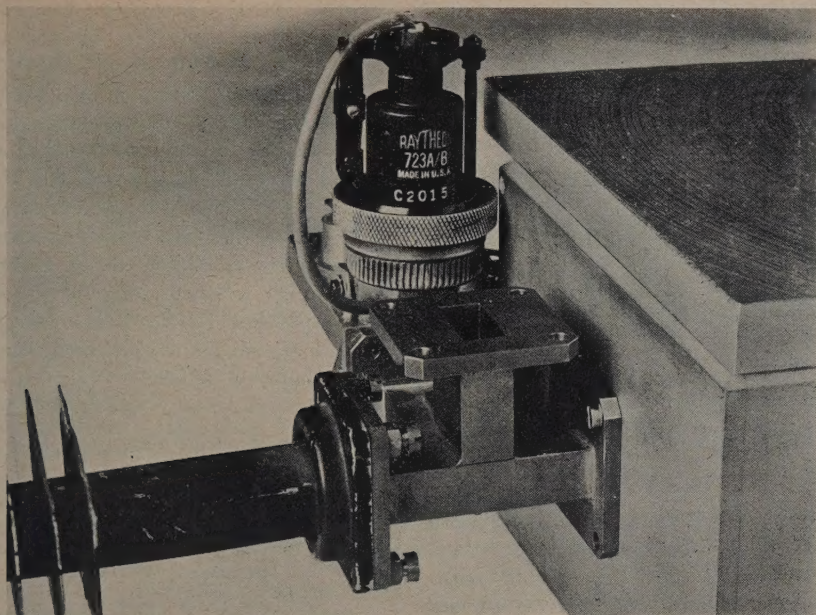


Abb. 5. Der Mikrowellenteil der Meßapparatur. Man erkennt den Klystron-Generator für eine elektrische 3 cm-Wellenlänge, das „Magic Tee“, den reflexionsfreien Absorber (links) und den untersuchten Hohlraumresonator (rechts).

schluß. Die andere Hälfte geht zum Resonator, der durch eine Lochblende angekoppelt ist. Außerhalb der Resonanzen wird alle Energie reflektiert, während bei Resonanz ein mehr oder weniger großer Teil der Energie absorbiert wird. Die restliche Energie geht zum Magic Tee zurück, wo abermals eine Aufteilung stattfindet. 50 % laufen in den Generatorarm und werden dort von dem Abschwächer absorbiert. Die andere Hälfte schließlich geht in den vierten Arm zum Detektor, der in Abb. 5 der Übersichtlichkeit halber fortgelassen ist. Maximal 25 % der Gesamtenergie können also an den Detektor gelangen und stehen damit zur Anzeige zur Verfügung. Daß dieser Energieverlust unvermeidlich ist, läßt sich allgemein zeigen ohne spezielle Bezugnahme auf das Magic Tee, das hier als „Richtkoppler“ mit dem Kopplungsfaktor $1/2$ fungiert. Die Richtkoppler-Eigenschaft des Magic Tee [17] verhindert, daß die Energie direkt vom Generator zum Detektor geht ohne den Umweg über den Resonator. Andernfalls träten Interferenzen mit dem am Resonator reflektierten Signal auf. Die Spannung am Detektor wäre abhängig vom Phasenwinkel der Reflexion am Resonator. Die Schirmbilder auf dem Oszillographen hätten nicht mehr die Gestalt von Resonanzkurven, sondern sähen teilweise wie „Diskriminator“-Kurven aus. Vom Detektor geht die gleichgerichtete Energie zu einem Niederfrequenzverstärker mit nachgeschaltetem Braunschen Rohr. Das Klystron ist frequenzmoduliert, und die Zeitbasis des

Oszillographen läuft synchron mit. Man sieht also auf dem Schirm das vom Klystron ausgesandte Spektrum einschließlich der Absorption an den Resonanzen des Hohlraums (siehe die Schirmbildphotographie Abb. 6a). Zieht man die Zeitbasis auseinander und kehrt das Vorzeichen der Abbildung um, so erhält man den Eindruck gewöhnlicher Resonanzkurven (Abb. 6b).

Wenn die Ankopplung schwach ist, ist die Höhe der Kurven A proportional der vom Resonator absorbierten Energie P_{ab} , unabhängig von der Charakteristik des Detektors. Das ist ein Grund, warum die Messungen zur Anregungsstatistik im Absorptionsverfahren gemacht worden sind:

$$(1-A)^2 \sim P_{refl.} = P_{ein} - P_{ab}.$$

Daraus folgt für

$$A \ll 1 \text{ und } P_{ein} = \text{const: } A \sim P_{ab}.$$

Aus der Definition des Schwankungsquadrates der Anregung,

$$\Phi = \frac{\overline{a^2}}{\overline{a^2}} = \frac{\overline{P_{ab}}}{\sqrt{\overline{P_{ab}^2}}},$$

folgt dann als Meßvorschrift:

$$\Phi = \frac{\frac{1}{N} \sum A}{\left(\frac{1}{N} \sum \sqrt{A} \right)^2}.$$

Die Messung der Abstandsstatistik, des Ψ , geschieht im wesentlichen auf dieselbe Weise. Nur erfolgt die Ankopplung des Resonators nicht durch eine Lochblende, sondern durch eine kleine Antenne, die Fortsetzung des Mittelleiters eines koaxialen

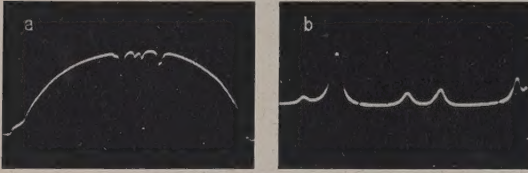


Abb. 6. Die Aufnahme (a) zeigt das Spektrum des Klystron-Generators mit Absorptionsstellen des Hohlraumresonators. Bei der Aufnahme (b) sieht man den mittleren Teil des Spektrums mit auseinander gezogener Frequenzachse und umgekehrter Ordinatenrichtung.

alen Kabels, die ein wenig in den Hohlraum hineinragt. An den Meßling-Arm des Magic Tee ist dann ein Übergangsstück Hohlleiter-Koaxialkabel angeschlossen. Die Antenne wird empirisch in Form und Länge so eingestellt, daß alle EF möglichst gleichmäßig erfaßt werden. Abb. 7a ist ein Beispiel für eine sehr ungleichmäßige Anregung. Das hat zur Folge, daß mehr schwächere EF von den stärker angeregten EF verdeckt werden. Abb. 7b zeigt dieselbe Stelle des Spektrums bei besserer Justierung der Antenne.

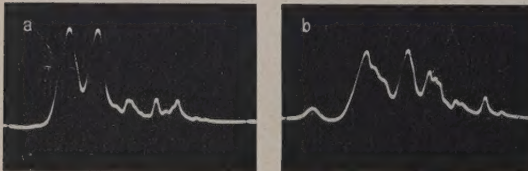


Abb. 7. Eine Gruppe von Eigenfrequenzen bei sehr unterschiedlicher Anregung der einzelnen Eigenfrequenzen. Bei der Aufnahme (b) wurde durch eine Justierung der „Antenne“ eine gleichmäßigere Anregung erzielt. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit, daß schwach angeregte Eigenfrequenzen verdeckt werden, verringert.

Zusätzlich benötigt man bei der Ausmessung der Abstandsstatistik noch einen Frequenzmaßstab auf dem Schirm der Braunschen Röhre. Detailliertere Angaben über derartige Spezial-Oszillographen finden sich in der Mikrowellen-Literatur [18]. Hier sei nur gesagt, daß die Frequenzmarken durch Interferenz des frequenzmodulierten Klystrons mit einem unmodulierten erzeugt werden. Das demodulierte Interferenzsignal wird einem abgestimmten Hochfrequenzverstärker zugeführt und gelangt nach einer zweiten Demodulation an den Wehneltzylinder

der Braunschen Röhre. Dort erzeugt es auf der Zeitbasis zwei Dunkelmarken, die den doppelten Abstand der am Hochfrequenzverstärker eingestellten Frequenz haben. Die seitliche Verschiebung der Marken geschieht durch Regelung der Frequenz des unmodulierten Klystrons. Damit kann man jede Frequenzdifferenz im Schirmbild mit der Genauigkeit des Hochfrequenzverstärkers ausmessen.

Ich möchte die Gelegenheit benutzen, um Herrn Professor Dr. E. MEYER für die großzügige Unterstützung der Arbeit und die vielen wertvollen Hinweise zu danken. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft habe ich für die Zurverfügungstellung eines Stipendiums zu danken.

(Eingegangen am 17. Februar 1954.)

Schrifttum

- [1] BOLT, R. H., Normal frequency spacing statistics. *J. acoust. Soc. Amer.* **19** [1947], 79.
- [2] BOLT, R. H., Note on the normal frequency statistics of rectangular rooms. *J. acoust. Soc. Amer.* **18** [1946], 130.
- [3] VOLKMANN, J. E., Polycylindrical diffusers in room acoustical design. *J. acoust. Soc. Amer.* **13** [1942], 244.
- [4] DICKSON, L. E., Modern elementary theory of numbers. University of Chicago Press, Chicago 1939, S. 111.
- [5] SOMERVILLE, T. und WARD, F. L., Investigation of sound diffusion in rooms by means of a model. *Acustica* **1** [1951], 40.
- [6] MEYER, E. und KUHL, W., Bemerkungen zur geometrischen Raumakustik. *Acustica* **2** [1952], 77.
- [7] MORSE, P. M. und BOLT, R. H., Sound waves in rooms. *Rev. mod. Phys.* **16** [1944], 69.
- [8] MEYER, E. und BOHN, L., Schallreflexionen an Flächen mit periodischer Struktur. *Acustica* **1** [1951], Beiheft 4, AB 195.
- [9] THIELE, R., Richtungsverteilung und Zeitfolge der Schallrückwürfe in Räumen. *Acustica* **3** [1953], Beiheft 2, 291.
- [10] FURRER, W. und LAUBER, A., Die Diffusion in der Raumakustik. *Acustica* **2** [1952], 251.
- [11] HEAD, J. W., The effect of the wall shape on the decay of sound in an enclosure. *Acustica* **3** [1953], 174.
- [12] BOLT, R. H., FESHBACH, H. und CLOGSTON, A. M., Perturbation of sound waves in irregular rooms. *J. acoust. Soc. Amer.* **13** [1942], 66.
- [13] BERINGER, R., Resonant cavities as microwave circuit elements. M. I. T. Radiation Laboratories Series, Vol. 8, McGraw Hill Book Co, New York 1947, Sec. 7.1—7.10.
- [14] MONTGOMERY, C. G., Waveguide circuit elements. M. I. T. Radiation Laboratories Series, Vol. 8, McGraw Hill Book Co, New York 1947, Sec. 6.11.
- [15] SLATER, J. C., Microwave electronics. Van Nostrand Co., New York 1951, Sec. 7.7.
- [16] DICKE, R. H., General microwave circuit theorems. M. I. T. Radiation Laboratories Series, Vol. 8, McGraw Hill Book Co., New York 1947, Sec. 5.8.
- [17] MONTGOMERY, C. G. und DICKE, R. H., Waveguide junctions with several arms. M. I. T. Radiation Laboratories Series, Vol. 8, McGraw Hill Book Co., New York 1947, Sec. 9.12.
- [18] MONTGOMERY, C. G., Technique of microwave measurements. McGraw Hill Book Co., New York 1947, Sec. 6.29.

EIN NEUARTIGES MIKROPHON GROSSER RICHTUNGSSELEKTIVITÄT

von K. TAMM und G. KURTZE

III. Physikalisches Institut der Universität Göttingen

Zusammenfassung

Es wird ein neuartiges Richtmikrophon beschrieben, das durch seine nur eindimensionale Ausdehnung besonders handlich ist. Sein wesentliches Element ist ein geschlitztes Rohr, das einem geeigneten Mikrophon vorgeschaltet wird.

Summary

A new uni-directional microphone of high directivity is described which is handy because of its extension in only one direction and the most important constituent of which is a slotted tube, coupled to a suitable microphone.

Sommaire

On décrit un microphone directif d'un nouveau modèle qui est d'un emploi particulièrement commode à cause de sa forme allongée. L'élément essentiel en est un tube fendu, qui est monté avant un microphone approprié.

Eine große Richtungsselektivität bei Sendern und Empfängern, d. h. eine solche, die über eine Cardioid-Charakteristik hinausgeht, kann prinzipiell nur dadurch erzielt werden, daß man diesen Gebilden eine Ausdehnung gibt, die mit der abzustrahlenden oder zu empfangenden Wellenlänge mindestens vergleichbar ist. Um ein Mikrophon mit schmaler Richtkeule zu konstruieren, gibt es praktisch nur zwei Möglichkeiten, nämlich entweder die Bündelung des Schalles durch eine Linse oder einen Parabolspiegel mit entsprechendem Durchmesser — das Mikrophon ist im Brennpunkt angeordnet — oder die Ankopplung eines Mikrophons an eine lineare Gruppe von Schallaufnahmeöffnungen mit Phasenkompensation, wie sie das Röhrenmikrophon von MASON und MARSHALL [1] darstellt. Bei der ersten Ausführung wird der Nutzschnallpegel durch die Bündelung angehoben, während bei der zweiten Ausführung der Störschnallpegel gedämpft wird, d. h. die erste Ausführung hat den Vorteil größerer Empfindlichkeit. Andererseits ist aber ein zweidimensionales Gebilde notwendigerweise unhandlicher und in vielen Fällen optisch und akustisch störend.

Das Prinzip des Röhrenmikrophones ist die Interferenzschwächung aller nicht in Achsenrichtung einfallenden Schallwellen. Um das zu erreichen, schalteten MASON und MARSHALL einem Mikrophon ein Bündel von 50 verschiedenen langen Röhren vor, deren Längenunterschied klein gegen die kürzeste noch zu empfangende Wellenlänge sein muß. Dadurch sind die Beiträge der einzelnen Röhre zum Schalldruck am Mikrophon nur dann in Phase, wenn der Schall in Rohrrichtung einfällt.

Dieses Röhrenmikrophon läßt sich konstruktiv vereinfachen und zugleich verbessern, wenn man anstelle der 50 Röhren ein einziges Rohr verwendet, das der Länge nach geschlitzt ist. Dadurch entfällt zunächst die durch den Abstand der einzelnen Röhrenden gegebene obere Grenzfrequenz der Richtwirkung. Der als Schalleintrittsöffnung dienende Schlitz wird mit einem geeigneten porösen Material so abgedeckt, daß die Schalldruckbeiträge der einzelnen

Schlitzelemente am Ort des Mikrophons gleichen Betrag und für $\varphi = 0$ (siehe Abb. 1) auch gleiche Phase haben. Dazu muß erstens die Phasengeschwindigkeit ω/β im Rohr gleich der in freier Luft $c = \omega/k$ sein, zweitens die Gesamtdämpfung als Summe der Eintrittsdämpfung $g(x)$ an einer Stelle x und der Rohrdämpfung $\int \alpha(x) dx$ des von dort ab durchlaufenen Rohres für jede Teilwelle gleich sein:

$$g(x) + \int_0^x \alpha(x) dx = \text{const.}, \text{ bzw. } \frac{dg(x)}{dx} = -\alpha(x). \quad (1)$$

Beide Anteile sind im wesentlichen durch den Strömungswiderstand der Schlitzabdeckung bestimmt, so daß zur Erfüllung der genannten Forderungen der Strömungswiderstand in geeigneter Weise zum Mikrophon hin zunehmen muß.

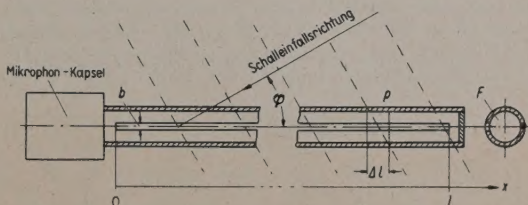


Abb. 1. Schematische Skizze des Schlitzmikrophons.

Unter dem Einfluß des Schalldruckes p stellt sich eine Schnelle $v = p/w$ durch die Abdeckung hindurch ein, die durch deren spezifischen Strömungswiderstand $r(x)$ und durch den Strahlungswiderstand s des Schlitzes je Längeneinheit gegeben ist: $w = r(x) + s/b$, wobei b die Schlitzbreite ist. Der durch einen Abschnitt Δl des Schlitzes hindurchtretende Fluß $v \cdot b \Delta l$ erzeugt am Rohrwiderstand Z eine Teilwelle mit dem Anfangsdruck

$$\Delta p(x) = v(x) b \Delta l Z = p \frac{Z}{w/b \Delta l}. \quad (2)$$

Für große Strömungswiderstände kann der Strahlungswiderstand vernachlässigt werden ($w \approx r$) und der Rohrwiderstand wird ungefähr gleich dem in einem starren Rohr mit dem gleichen Querschnitt F . Für reflexionsfreien Abschluß wird $Z \approx \rho c/F$, unabhängig von x . Aus Gl. (2) ergibt sich die Eintrittsdämpfung $g(x)$ der vom Schlitzelement Δl herrührenden Teilwelle zu

$$g(x) = \ln \frac{p}{\Delta p(x)} = \ln \frac{r(x)/b \Delta l}{\rho c/F} \quad \text{und} \quad \frac{dg}{dx} = \frac{1}{r} \frac{dr}{dx}. \quad (3)$$

Die Dämpfung $\alpha(x)$ im Rohr ist bei genügend großem und wenig von x abhängigem Strömungswiderstand durch die Bosquetsche Beziehung [2] gegeben.

$$\text{Für} \quad \frac{r}{b} \gg \frac{\rho c^2}{F \omega} \quad \text{gilt} \quad \alpha(x) = \frac{1}{2} \frac{\rho c/F}{r(x)/b}, \quad (4)$$

so daß aus der Dämpfungsbeziehung (1) durch Einsetzen von Gl. (3) und (4) und Integration folgt:

$$\frac{r}{b} = \frac{r_0}{b} - \frac{\rho c}{2F} x. \quad (5)$$

Der spezifische Strömungswiderstand der Schlitzabdeckung muß also, vom Wert r_0 am Mikrophon ausgehend, linear mit dem Abstand abnehmen. Durch die Bedingung (4) ist sein Minimalwert r_l am Rohrende nach unten begrenzt. Erfahrungsgemäß genügt es, wenn $r_l/b \approx \rho c^2/F \omega$ für die tiefste Frequenz erfüllt ist, bei der entsprechend der Schlitzlänge noch Richtwirkung erwartet werden kann. Als Grenze kann dabei eine Wellenlänge von $\lambda_{gr} = \pi \cdot l$ angenommen werden. Die zugehörige Grenzfrequenz $\omega_{gr}/2\pi$ bestimmt also r_l/b und damit r_0/b :

$$\frac{r_l}{b} \approx \frac{\rho c^2}{F \omega_{gr}} = \frac{\rho c}{2F} l. \quad (6)$$

Wenn der Strömungswiderstand diesen Wert unterschreitet, weicht der Rohrwellenwiderstand stark von $\rho c/F$ ab, wird frequenzabhängig und die Phasengeschwindigkeit steigt wesentlich an [2], [3]. Es ist also notwendig, die Verminderung des Strömungswiderstandes bei dem durch Gl. (6) gegebenen Wert abubrechen. Die Empfindlichkeit des Richtmikrophones sollte dadurch auf die Hälfte der Empfindlichkeit der Mikrophonkapsel ohne Schlitzrohr reduziert werden, was der Erfahrung entspricht.

Die Richtcharakteristik eines solchen Schlitzmikrophons ist natürlich frequenzabhängig. Entscheidend ist der Quotient $l/\lambda = \text{Schlitzlänge/Wellenlänge}$. Für den Schalldruck am Mikrophon p_m bezogen auf den Schalldruck p außerhalb des Rohres gilt in Abhängigkeit vom Einfallswinkel φ [4]:

$$\frac{p_m}{p} = \frac{\sqrt{2 - 2 \cos[2\pi l/\lambda \cdot (1 - \cos \varphi)]}}{2\pi l/\lambda \cdot (1 - \cos \varphi)}. \quad (7)$$

Die aus Gl. (7) berechnete Richtcharakteristik für $l/\lambda = 3$ (1000 Hz bei $l = 1$ m) ist in Abb. 2 zusammen mit der entsprechenden im schalltoten Raum gemessenen Richtcharakteristik wiedergegeben.

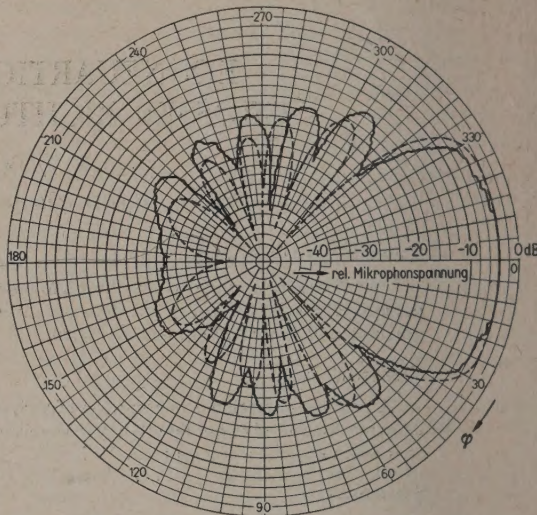


Abb. 2. Richtcharakteristik für $l/\lambda = 3$;
 - - - - berechnet nach Formel (7),
 ——— gemessen bei 1000 Hz mit 1 m Schlitzlänge (Mikrophon Labor Wennebostel MD 81).

Für manche Zwecke ist die Frequenzabhängigkeit der Richtcharakteristik störend. Es sei deshalb noch darauf hingewiesen, daß man durch geeignete frequenzabhängige Dämpfung des Rohrrinneren dafür sorgen kann, daß die wirksame Rohrlänge mit zunehmender Frequenz abnimmt, die Richtcharakteristik also unverändert erhalten bleibt. Dabei verschwinden zugleich die Nebenmaxima. Es konnte auf diese Weise ein Mikrophon mit 1 m Schlitzlänge gebaut werden, dessen Richtcharakteristik von 500 Hz an aufwärts frequenzunabhängig ist. Die Breite des Maximums beträgt dann etwa 80° und die Dämpfung bei $\varphi = 90^\circ$ ca. 25 dB.

(Eingegangen am 2. April 1954.)

Schrifttum

- [1] MASON, W. P. und MARSHALL, R. N., J. acoust. Soc. Amer. **10** [1939], 206.
- [2] SCHOCH, A., Akust. Z. **3** [1938], 49.
- [3] CREMER, L., Akust. Z. **5** [1940], 65.
- [4] KURTZE, G., Techn. Mitt. PTT **32** [1954], 27.